

'Strahlungsgetriebene Quasarwinde'

oder

'Vom Lichte verweht?'

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde der
Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von

Monica Beltrametti

aus Rom

München 1978

'Strahlungsgetriebene Quasarwinde'

oder

'Vom Lichte verweht?'

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde der
Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Ludwig-Maximilians-Universität

München

vorgelegt von

Monica Beltrametti

aus Rom

München 1978

1. Berichterstatter: Dr. R. Kippenhahn

2. Berichterstatter: Dr. P. Wellmann

Tag der mündlichen Prüfung: 2.6.1978

<u>I. Einleitung und Zusammenfassung</u>	1
<u>II. Das Modell</u>	8
1. Verteilung der Quellen	8
1.1. Die gravitierende Masse	
1.2. Leuchtkraft und Massenquellen	
2. Der Wind	10
3. Die Grundgleichungen	11
4. Verträglichkeitsbedingungen	11
<u>III. Die grundlegende Physik zum Modell</u>	12
1. Das Strahlungsfeld	12
2. Die Zustandsgleichung	14
2.1. Thermisches und Ionisationsgleichgewicht	
2.2. Der Ionisationsparameter	
2.3. Die Zustandsgleichung	
2.4. Der Gasdruck	
3. Die Strahlungsbeschleunigung	18
<u>IV. Die Windgleichung</u>	20
1. Windgleichung und Schallpunkte	20
2. Die dimensionslose Windgleichung	23
<u>V. Analytische Eigenschaften der Windgleichung</u>	26
1. Parameter	26
2. Singularitäten	27
3. Die Windgleichung im Fernfeld	28

3.1. Herleitung	
3.2. Die Windgleichung des verallgemeinerten Punktquellenmodells	
3.3. Unterschiede und Analogien	
4. Vergleich zum verallgemeinerten Punktquellenmodell	31
5. Der geometrische Effekt im Nahfeld des Quasars	34
 <u>VI. Ein spezielles Quasarmodell: das Standardmodell</u>	 39
1. Die veränderte Windgleichung	40
2. Abhängigkeit der Schallpunkte vom Spektrum	42
2.1. Abhängigkeit der Zustandsgleichung vom Spektrum	
2.2. Das Punktquellenmodell	
2.3. Das Standardmodell	
 <u>VII. Die Topologie der Windlösungen</u>	 45
1. Das Punktquellenmodell	46
2. Windgleichungen mit mehreren Singularitäten	47
3. Das Standardmodell	48
4. Steigung der Lösungen in den Schallpunkten	54
5. Die Lösungen	54
 <u>VIII. Selbstkonsistente Lösungen: Nachprüfen der Verträglich- keitsbedingungen</u>	 56
1. Die optische Tiefe	57
2. Die Winddichte	59
3. Die charakteristische Zeitskala des Windes	60
4. Der lokale Windimpuls	61

<u>IX. Parameter für das Quasarinnere</u>	62
1. Analytische Integration der Lösungen im Bereich der Thomsonstreuung	62
2. Parameter für das Quasarinnere	65
<u>X. Vergleich mit den Beobachtungen</u>	65
1. Korrelation zwischen Leuchtkraft und Windgeschwindigkeit	65
1.1. Theoretische Korrelation	
1.2. Experimentelle Korrelation	
2. Das Problem der Windmasse	67
<u>XI. Anhang</u>	75
1. Berechnung des Strahlungsflusses $F(r)$	75
2. Masse, Massenrate, Strahlungsenergiedichte und Leuchtkraft	76
2.1. Die Masse $M(r)$	
2.2. Die Massenrate $\dot{M}(r)$	
2.3. Die Strahlungsenergiedichte $J(r)$	
2.4. Die Leuchtkraft $L(r)$	
3. Windgleichung für das verallgemeinerte Punktquellenmodell	79
4. Der geometrische Effekt im Fernfeld des Quasars	81
<u>XII. Abbildungen</u>	83



Digitized by the Internet Archive
in 2026

I. Einleitung und Zusammenfassung

Wir kennen zwar schon viele Teileigenschaften, aber noch wissen wir nicht genau was QSOs, die Quasi Stellaren Objekte, sind, die zum ersten Mal 1960 von T. Mathews and A. Sandage beobachtet wurden.

Ihr Bild erscheint 'sternartig' auf photographischen Platten - daher ihr Name - aber weitere Beobachtungsdaten deuten darauf hin, daß es sich hier trotzdem nicht um gewöhnliche sternartige Objekte handeln kann.

Wir wissen, daß Quasare (so kontaminierte man den ursprünglichen Namen)

- als sehr lichtschwache, blaue, sternartige Objekte auf photographischen Platten erscheinen;
- die meiste Energie als Kontinuumstrahlung emittieren, deren Intensität veränderlich ist. Das Spektrum folgt dem Potenzgesetz $\nu^{-\alpha}$, wobei α von QSO zu QSO von 1 bis 6 variiert.
- meistens sehr stark rotverschobene Emissionslinien zeigen. Die bis heute größtbekannte Rotverschiebung beträgt 3.53 ;

Weiterhin wissen wir, daß QSO

- oft Absorptionslinien zeigen, aber nicht immer. Diese sind dann bis auf einige Ausnahmen stets blauverschoben gegenüber den Emissionslinien.

Die oft große Rotverschiebungsdifferenz zwischen Emissions- und Absorptionslinien findet zwei Interpretationen. Ist die absorbierende Materie mit dem QSO assoziiert, dann bewegt sie sich mit relativistischen Geschwindigkeiten von dem Gebiet

fort, in dem die Emissionslinien entstehen. Ordnet man andererseits die absorbierende Materie Galaxiehalos zu, dann würden wir die Absorptionslinien in den Halos sehen, die sich auf unserer Sichtlinie zum QSO befinden und mit geringeren Fluchtgeschwindigkeiten an der Expansion des Universums teilnehmen als die 'dahinter' liegenden QSOs. Spektroskopische Daten geben keine eindeutige Antwort auf diese Alternative, die nicht unbedingt eine zu sein braucht; noch können statistische Rechnungen Aufschluß über die Wahrscheinlichkeit geben, mit der sich auf unserer Sichtlinie zu den QSOs Galaxien befinden könnten, da die eigentliche Größe der postulierten Halos unbekannt ist. Es ist Teil dieser Arbeit zu zeigen, daß zumindest viele Absorptionslinien in expandierenden Quasarhüllen zu entstehen scheinen. Schließlich wissen wir, daß Quasare

- enorme Energiemengen im Sichtbaren und im Radiobereich abstrahlen.

Aufgrund ihrer Verwandtschaft zu Radio-, N- und Seyfert Galaxien glaubt man heutzutage im allgemeinen, daß die rotverschobenen Quasarspektren dafür sprechen, daß sich Quasare in kosmologischen Entfernungen befinden und daß deshalb die Rotverschiebung die Expansion des Universums wiedergibt. Setzt man aber Quasare an den 'Rand des Universums', so liegen die Energiemengen, die von einem zentralen Gebiet von weniger als ein zehntel parsec ⁽¹⁾ Durchmesser, dem sogenannten Quasarkern, abgestrahlt werden, um zwei Größenordnungen höher als die der größten Riesenellipsoid-Galaxien. Das eigentliche Problem der Quasare besteht also darin, das zentrale 'Quasarkraftwerk' zu verstehen. Ein Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit dieser Frage.

(1) 1 parsec = 1 pc = $3.09 \cdot 10^{18}$ cm

In der Literatur sind drei Kategorien von Quasarmodellen bekannt (M. Rees, 1976). Sie beschreiben den Quasar entweder als einen supermassiven Stern, ein akkretierendes Schwarzes Loch oder als eine Anhäufung vieler explodierender Supernovae. Diese Quasarmodelle scheinen das Energieproblem wohl zu lösen, sie können aber trotzdem einige der obengenannten Eigenschaften von Quasaren, wie Spektralverlauf oder Variabilität der Kontinuumsstrahlung, nicht wiedergeben. Es liegt deswegen die Vermutung nahe, daß noch viel Information über das Innere der Quasare fehlt.

Diese Information zu gewinnen, ist das eigentliche Leitmotiv dieser Arbeit. Ihr wird das Quasarbild zugrunde gelegt, das sich im Laufe der Zeit aus der Interpretation der Beobachtungsdaten herauskristallisiert hat. Ein noch unbekanntes zentrales Gebiet von weniger als ein zehntel parsec Durchmesser und von 10^8 bis 10^{10} Sonnenmassen sendet die Kontinuumsstrahlung aus. Dieser Kern ist umgeben von optisch dünnen und manchmal optischen dicken Hüllen 'normaler' chemischer Zusammensetzung. In Hüllen von 10^2 Sonnenmassen entstehen in einem Gebiet von 2 - 100 pc die Emissionslinien.

Sind, wie in dieser Arbeit angenommen wird, die Absorptionslinien mit dem Quasar assoziiert, so entstehen sie in relativistisch expandierenden Hüllen von 10^8 bis 10^{12} Sonnenmassen, die bis zu 150 kiloparsec vom Kern entfernt zu 'beobachten' sind.

Um nun Information über das unbekannte Innere zu erhalten, wird in dieser Arbeit eine induktive Methode gewählt. Ausgehend

von dem, was wir 'sehen', der Kontinuumstrahlung und den relativistisch expandierenden Quasarhüllen, wird auf das Innere geschlossen.

Kippenhahn et al. (1975) haben gezeigt, daß eine kontinuumstrahlende Punktquelle konstanter Massenabgabe, der Quasar, die sphärisch symmetrisch abgegebene Materie durch Strahlungsdruck bis zu den beobachteten Geschwindigkeiten von $1/10 c$ zu beschleunigen vermag. Aus diesem Wind können sich dann durch Instabilitäten absorbierende Massenschalen bilden (Mestel et al., 1976, Kippenhahn, 1977). Winde mit relativistischen Geschwindigkeiten wurden aber nur unter der Annahme erhalten, die Winde hätten an der 'Oberfläche' der Punktquelle, d.h. bei $r = 0$, schon eine kleine willkürliche Überschallgeschwindigkeit erreicht.

In dieser Arbeit wird deswegen zunächst erörtert, ob in einem realistischeren Modell (beschrieben in den Kapiteln II und III), in dem der Quasar nun als ausgedehnte Quelle behandelt wird, charakterisiert durch ihren Radius, ihre Leuchtkraft, Masse und Massenabgabe, es überhaupt vernünftige Parameter gibt, die solche relativistische Winde produzieren können, die von Unterschall- zu Überschallgeschwindigkeiten gehen. Es wird in Kapitel VII gezeigt, daß für ein Verhältnis von Leuchtkraft zu Masse $L/M \geq 8.7 \cdot 10^4 \text{ ergs sec}^{-1} \text{ g}^{-1}$ alle Winde mit Überschallgeschwindigkeiten durch die Oberfläche fließen. All diese Winde erreichen dann weiter entfernt vom Quasar relativistische Geschwindigkeiten. Der Wert von $L/M = (L/M)_E = 8.7 \cdot 10^4 \text{ ergs sec}^{-1} \text{ g}^{-1}$ entspricht dem Eddington Wert von L/M , definiert als das Verhältnis von Leuchtkraft zu

Masse, für das die Gravitationsanziehung gleich der Strahlungsbeschleunigung durch Thomsonstreuung ist. Winde, die relativistische Geschwindigkeiten erreichen, werden also durch Thomsonstreuung beschleunigt.

Das Einführen einer ausgedehnten Quelle hat neue hydrodynamische Aspekte der Winde zur Folge, die mit den Winden eines punktförmigen Quasars in Kapitel V verglichen werden. Für das einfachste Quasarmodell, das Standardmodell, bei dem die Dichte homogen ist und die Leuchtkraft und Massenabgabe proportional zur Masse sind (Kapitel VI), wird die Topologie der Windlösungen für verschiedene Parameter diskutiert (Kapitel VII).

Die Windlösungen hängen von 4 Parametern ab, den Verhältnissen von Leuchtkraft zu Masse, Massenabgabe zu Masse und Schwarzschildradius zu Quasarradius und vom Spektralindex der Kontinuumsstrahlung.

Aus Beobachtungen weiß man, daß die expandierenden Hüllen der meisten Quasare optisch dünn sind. Theoretische optisch dünne Winde haben als Parameter ein Verhältnis von Leuchtkraft zu Masse von $L/M \geq (L/M)_E = 8.7 \cdot 10^4 \text{ ergs sec}^{-1} \text{ g}^{-1}$ und ein Verhältnis von Massenabgabe zu Leuchtkraft $\dot{M}/L \leq 10^{-20} \text{ sec}^2 \text{ cm}^{-2}$, wie in Kapitel VIII hergeleitet wird. Für den Spektralindex wurde der typische Wert von $\alpha = 1$ gewählt.

In Kapitel IX werden die Parameterbereiche angegeben, die zu relativistischen Windlösungen führen, die also das, was wir 'sehen', reproduzieren. Für ein Verhältnis von Massenabgabe zu Leuchtkraft von $\dot{M}/L \leq 10^{-20} \text{ sec}^2 \text{ cm}^{-2}$ erreichen alle Winde mit Werten von Schwarzschildradius zu Quasarradius von

$R_{\text{Sch}}/R_Q = 10^{-3}$ bis 10^{-5} und mit $L/M \geq (L/M)_E = 8.7 \cdot 10^4 \text{ ergs sec}^{-1} \text{ g}^{-1}$ relativistische Geschwindigkeiten, wie man sie aus den Absorptionssystemen durch ihre Rotverschiebungsdifferenz gegenüber den Emissionslinien entnimmt. Da diese Parameter das Quasarinnere beschreiben, wird dadurch weitere Information über das Unbekannte ermittelt.

Natürlich sind die so erhaltenen Parameterbereiche von dem detaillierten Quasarmodell abhängig, das anfänglich angenommen wird. Um das Quasarmodell zu testen, werden in Kapitel X die Ergebnisse mit den Beobachtungsdaten verglichen. Es wird erstens gezeigt, daß es eine theoretische Korrelation zwischen den Windgeschwindigkeiten und der Quasarleuchtkraft gibt, die durch Beobachtungsdaten bestätigt wird. Wichtig ist, daß die theoretische Korrelation nur für die Parameterbereiche mit der experimentellen übereinstimmt, die wir aus Beobachtungen von Quasaren entnehmen, d.h. Quasarradien von 0.1 bis 0.01 pc, Massen von 10^8 bis 10^{10} Sonnenmassen und Leuchtkräften von 10^{46} bis $10^{49} \text{ ergs sec}^{-1}$.

Es liegt deswegen die Vermutung nahe, daß das angenommene Quasarmodell der Wirklichkeit nahe kommt. Vor allem aber ist die Korrelation ein weiterer Hinweis dafür, daß die Absorptionslinien tatsächlich mit dem Quasar assoziiert sind.

Schwieriger ist es, die theoretischen Windmassen mit Beobachtungen zu vergleichen, da man die Dichte und die Entfernungen der Absorptionssysteme nicht direkt beobachten kann. Aus Beobachtungen kann man aber die mittlere Anzahl der Absorptionssysteme pro Quasar bestimmen. Aus der Bedingung, daß die Masse der theoretischen Winde ausreicht, um die Absorptions-

systeme in Form von fragmentierten Massenschalen zu bilden, erhält man andererseits die Größe der Fläche, die die Absorptionssysteme dann um den Quasar bilden. Da diese Fläche ein Maß dafür ist, wie viele Absorptionssysteme wir auf unserer Sichtlinie im Mittel sehen, kann man sie mit der mittleren Anzahl der beobachteten Absorptionssysteme pro Quasar vergleichen. Der beobachtete Wert liegt innerhalb der theoretischen Werte.

II. Das Modell

Da wir praktisch nichts über den Quasarkern wissen, besteht das Ziel zunächst darin, ein Quasarmodell zu entwickeln, das die Haupteigenschaften der Quasare wiedergibt, aber gleichzeitig einfach und 'handlich' ist.

Der Quasar soll deswegen eine kugelsymmetrische Sphäre sein, bestehend aus individuellen Massenzentren (eventuell Sternen), die Leuchtkraft produzieren und Masse abgeben, und die eingebettet sind in dem Wind, der durch die Massenabgabe der Massenzentren erzeugt wird. Der Raum zwischen den Massenzentren soll viel größer sein als ihr Volumen, so daß der Wind die ganze Sphäre ausfüllt. Das feste Gitter der individuellen Massenzentren sorgt damit nur für das Gravitationspotential, ohne die lokalen hydrodynamischen Eigenschaften des Windes zu stören. Es wird anfänglich angenommen, die Windmasse sei vernachlässigbar klein gegenüber der totalen Masse der Zentren, so daß nur diese zur gravitierenden Masse beitragen. Ob die Windmasse tatsächlich vernachlässigbar klein ist gegenüber der totalen Masse der Zentren muß nachträglich anhand der Lösungen kontrolliert werden.

Die Massenzentren, die Leuchtkraft produzieren und Masse abgeben, werden im folgenden als Quellen bezeichnet werden.

1. Verteilung der Quellen

1.1. Die gravitierende Masse

Das feste Gitter der Massenzentren soll keine deltaähnliche Masseverteilung im Quasarinnern sein. Um die Mathematik zu

vereinfachen, und da die Massenzentren (eventuell Sterne) sich gegenseitig bewegen, sollen die Delta-Funktionen durch eine stetige Verteilung gravitierender Massendichte $\rho_G(r)$ ersetzt werden, wobei r zwischen 0 und dem Quasarradius R_Q liegt. Unter der später zu verifizierenden Annahme, daß die Windmasse vernachlässigbar klein ist, stellt die Gesamtmasse der Zentren die totale Quasarmasse dar

$$M = \int_{Q_{50}} \rho_G(r') d^3 r' \quad . \quad (II.1)$$

1.2. Leuchtkraft- und Massenquellen

Um später besser Analogien und Unterschiede zu vorangehenden Arbeiten zu sehen (Kippenhahn et al., 1975, Mestel et al., 1976, Kippenhahn 1976), bei denen der Quasar als eine einzige Punktquelle behandelt wurde und bei denen die Windlösungen parametrisiert waren durch die Verhältnisse von Gesamtleuchtkraft zu Masse L/M und Gesamtmassenabgabe zu Masse $\dot{M}/M$, sollen nun die einzelnen Leuchtkraft- und Massenquellen durch ihre Verhältnisse von Leuchtkraft zu Masse l_i/m_i in $\text{erg sec}^{-1} \text{g}^{-1}$ und Massenabgabe zu Masse $\dot{m}_i/m_i$ in sec^{-1} charakterisiert werden.

In Analogie zur Massenzentrenverteilung soll nun auch für die Leuchtkraft- und Massenquellen eine stetige Verteilung gelten:

$$q_l(r) = (l/m)(r) \rho_G(r) \quad \text{in } \text{erg sec}^{-1} \text{cm}^{-3} \quad (II.2)$$

und

$$\dot{q}_m(r) = (-\dot{m}/m)(r) \varrho_G(r) \quad \text{in g sec}^{-1} \text{cm}^{-3} \quad . \quad (\text{II.3})$$

Wegen dieser Vereinfachungen und der noch zu erläuternden Annahme, daß der Wind optisch dünn ist^(*), folgt nun, daß das Potenzspektrum des Quasars $F(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$ die integrierte Überlagerung der einzelnen Quellspektren sein muß. Die Frequenz- und Radialabhängigkeit des Spektrums soll mit $s_r(\nu)$ bezeichnet werden.

2. Der Wind

Die Bewegung des Gases ist bestimmt durch die Gravitation, den Gasdruckgradienten und den vom Strahlungsfeld absorbierten Impuls. Die Massenabgabe der einzelnen Quellen soll mit Geschwindigkeiten weit unter der Schallgeschwindigkeit erfolgen, so daß die Massenabgabe keinen bedeutenden Beitrag zum Windimpuls liefert. Ist die resultierende Kraft nach außen gerichtet, so wird der Wind in den leeren Raum außerhalb des Quasars geblasen. Von einer Entfernung r_v ab, die von der Quasargröße abhängt, sehen dann die Gasteilchen den Quasar als eine Punktquelle. Für Entfernungen $r \geq r_v$ sollte sich dann der Wind wie in der Arbeit von Kippenhahn et al. 1975 (im folgenden als KMP abgekürzt) verhalten.

Die Winddichte $\varrho_w(r)$ soll zunächst viel geringer sein als die Dichte der gravitierenden Materie $\varrho_G(r)$. Die Selbstgravi-

(*) Bei den meisten Quasaren schließt man aus Beobachtungen, daß die Materie um den Quasar optisch dünn ist.

gravitation des Windes wird also vernachlässigt. Auch diese Annahme muß bei Vorliegen der numerischen Lösungen kontrolliert werden.

Es werden nur stationäre Zustände betrachtet. Dazu muß die Massenrate mal der charakteristischen Zeitskala des Windes τ kleiner als die gravitierende Masse sein und τ muß kleiner sein als die Lebensdauer des Quasars.

3. Die Grundgleichungen

Unter den oben beschriebenen vereinfachenden Annahmen wird der Wind eindeutig beschrieben durch die Massenerhaltungsgleichung, die Impulsgleichung und die Zustandsgleichung des Gases:

$$\frac{\partial \rho_w}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_w \underline{v}) = q_m, \quad (\text{II.4})$$

$$v dv = (g_p - g_G + g_R) d\tau, \quad (\text{II.5})$$

$$p = \frac{R}{\mu} \rho_w T. \quad (\text{II.6})$$

Die Gravitationsbeschleunigung ist gegeben durch $g_G = GM(r)/r^2$. Die detaillierte Gestalt der Gleichungen für die Beschleunigungen eines photoionisierten Gases durch seinen Druck $g_p = -\frac{1}{\rho_w} \frac{dp}{dr}$ und durch Strahlung $g_R = \frac{1}{c} \kappa(\nu) F(\nu, r) d\nu$ wird in Kapitel III angegeben.

4. Verträglichkeitsbedingungen

Die Differentialgleichungen für den Wind werden unter verschiedenen vereinfachenden Annahmen hergeleitet, die geprüft

werden müssen, bevor die Lösungen als selbstkonsistent akzeptiert werden.

Die optische Tiefe des Kontinuums und der Elektronenstreuung soll von der Größenordnung eins sein. Die integrierte Windmasse soll überall klein gegenüber $M(r)$ sein und der lokal erteilte Impuls vq_m soll klein sein relativ zum lokalen Windimpuls. Darüberhinaus soll die Massenrate mal der charakteristischen Zeitskala des Windes klein sein gegenüber der gravitierenden Masse.

Diese Fragen werden in Kapitel VIII diskutiert.

III. Die grundlegende Physik zum Modell

1. Das Strahlungsfeld

Der Impulsübertrag vom Strahlungsfeld auf die Atome durch Ionisation und Thomsonstreuung hängt vom Strahlungsfluß ab, den die Teilchen sehen, und von der Strahlungsdichte, die über die Ionisation den Absorptionskoeffizient $\kappa(\nu)$ bestimmt. Die überlagerte Leuchtkraft der einzelnen Quellen an jedem Ort r charakterisiert eine Grundeigenschaft des Quasars. Die Berechnung dieser Größen folgt.

Jede Quelle soll isotrop einen Photonenfluß der folgenden Gestalt aussenden

$$f(r, \nu) d\sigma = \frac{d_c(r')}{4\pi|r-r'|^2} s_{r'}(\nu) \frac{r-r'}{|r-r'|} d\sigma' \quad (\text{III.1})$$

gemessen in $\text{erg sec}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ cm}^{-3}$. r' bezeichnet den Ort der Quelle und r den Beobachtungsposten; $s_{r'}(\nu)$ in Hz^{-1} stellt

die Frequenzabhängigkeit der Form $\nu^{-\alpha}$ dar; die Amplitude des Flusses $d_c(r')$ in $\text{erg sec}^{-1} \text{cm}^{-3}$ hängt mit der integrierten Gesamtleuchtkraft der Quelle zusammen durch

$$q_\ell(r') = d_c(r') \int_{\nu} s_{r'}(\nu) d\nu \quad . \quad (\text{III.2})$$

Da der Wind optisch dünn sein soll, ist der Gesamtfluß an jedem Ort r die Integration über das Volumen der einzelnen Quellenflüsse

$$\begin{aligned} \underline{E}(\underline{r}, \nu) \cdot d\sigma &= \int_{Q_{SO}} \frac{d_c(r')}{4\pi|\underline{r}-\underline{r}'|^2} s_{r'}(\nu) \frac{\underline{r}-\underline{r}'}{|\underline{r}-\underline{r}'|} d\sigma \cdot d^3\underline{r}' \\ &\equiv D_c(r) \underline{S}_r(\nu) \cdot d\sigma \end{aligned} \quad (\text{III.3})$$

gemessen in $\text{erg Hz}^{-1} \text{sec}^{-1} \text{cm}^{-2}$.

Die Energiedichte des Strahlungsfeldes berechnet sich als

$$\begin{aligned} \mathcal{J}(r) &= \int_{Q_{SO}} \frac{q_\ell(r')}{4\pi|\underline{r}-\underline{r}'|^2} d^3\underline{r}' \\ &\equiv \mathcal{J}(r) \int_{\nu} \mathcal{G}_r(\nu) d\nu \end{aligned} \quad (\text{III.4})$$

in erg cm^{-3} und die Gesamtleuchtkraft an jedem Ort r schließlich als

$$L(r) = \int_{Q_{SO}} q_\ell(r') d^3(r') \quad . \quad (\text{III.5})$$

Die Integrale der obigen Gleichungen werden in Anhang XI.2 berechnet.

2. Die Zustandsgleichung

Die Physik zur Wechselwirkung zwischen Strahlungsfeld und Gas ist schon in Kippenhahn, Perry, Röser, 1974 (im folgenden als KPR abgekürzt) und KMP diskutiert worden. Es soll hier ein Überblick über die wichtigsten Phänomene ermittelt werden, so daß dann die Abweichungen und die neuen Aspekte der analytischen Gleichungen, die durch die neue Geometrie einer ausgedehnten Quelle hervorgerufen werden, besser zum Ausdruck kommen.

Im Gegensatz zu KMP werden Gleichungen hier allgemein für jeden beliebigen Spektralindex α hergeleitet.

2.1. Thermisches und Ionisationsgleichgewicht

Ionisation und thermisches Gleichgewicht werden im Ruhsystem des Gases berechnet. Die Vorgänge, die das Ionisationsgleichgewicht beherrschen, sind Photoionisationen, Ionisationen durch Elektronenstöße und Rekombinationen. Das thermische Gleichgewicht wird bestimmt durch Photoionisationen, Rekombinationen, Stoßionisationen, Stoßanregungen und frei-freie Übergänge.

Die Anzahl der Photoionisationen pro sec und pro cm^3 berechnet sich als

$$n_i \int_{\nu_i}^{\nu_0} a_i^c(\nu) \frac{c J(\nu, r)}{h \nu} d\nu \quad (III.6)$$

$a_i^c(\nu)$ stellt den Absorptionskoeffizienten für Photoionisationen, n_i die Anzahl der Atome oder Ionen der Art i und $J(\nu, r)$ die Strahlungsenergiedichte dar.

Zu beachten ist, daß hier die Strahlungsenergiedichte vorkommt, die von der Anzahl der Photonen in einem cm^3 abhängt. Diese Photonen treffen entweder von allen Richtungen oder von einem Raumwinkel ein, je nachdem, ob das cm^3 Gas sich im Quasarinnern oder in seiner Nähe befindet. Erst wenn das cm^3 Gas so weit weg ist, daß es den Quasar als eine Punktquelle sieht, treffen die Photonen nur aus der r-Richtung ein und erst jetzt wird die Strahlungsenergiedichte proportional dem richtungsabhängigen Strahlungsfluß, der in KMP benutzt wurde (Abb. III.1). Dann ist $J(r) = c F(r)$.

2.2. Der Ionisationsparameter

Der Ionisationsgrad der Materie hängt ab von dem Verhältnis Strahlungsenergiedichte zu Materieenergiedichte:

$$y = \frac{\rho_R c^2}{\rho_w c^2} \quad . \quad (\text{III.7})$$

Mit der Strahlungsenergiedichte $\rho_R c^2 = J(r)$ (und nicht gleich L_{vis}/cr^2 wie in KMP) wird damit

$$y = \frac{J(r)}{\rho_w(r) c^2} \quad . \quad (\text{III.8})$$

2.3. Die Zustandsgleichung

Wie in KMP gezeigt wurde, kann der Gasdruck als Funktion von y dargestellt werden.

$$P = \frac{R}{\mu} \rho_w T = R \frac{J(r)}{c^2} \frac{T}{\mu y} \equiv R J(r) f(y) / c^2 \quad . \quad (\text{III.9})$$

Die Funktion $f(y)$ ist von Rösler (1976) für verschiedene Spektren berechnet worden und ist also bekannt.

2.4. Der Gasdruck

Die Beschleunigung, die durch den Druckgradient gegeben ist, kann geschrieben werden als

$$g_r = -\frac{1}{\rho_w} \frac{dP}{dr} = -\frac{1}{\rho_w} \frac{dP}{d\rho_w} \frac{d\rho_w}{dr} = -\frac{1}{r} \frac{d \ln \rho_w}{d \ln r} \frac{dP}{d\rho_w} \quad (\text{III.10})$$

Die Schallgeschwindigkeit $v_s = \left(\frac{dP}{d\rho_w}\right)^{1/2}$ und $d\rho_w/dr$ können mit Hilfe der allgemeinen Zustandsgleichung von Paragraph 2.3. als Funktionen von y und r ausgedrückt werden

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d\rho_w} &= R f(y) y \left[1 + \frac{d \ln [f(y) y]}{d \ln \rho_w} \right] \\ &= \frac{P}{\rho_w} \left[1 + \frac{d \ln [f(y) y]}{d \ln \rho_w} \right] \end{aligned} \quad (\text{III.11})$$

Aus der Definition von y folgt

$$d \ln \rho_w = d \ln \eta(r) - d \ln y \quad (\text{III.12})$$

so daß

$$v_s^2 = \frac{dP}{d\rho_w} = \frac{P}{\rho_w} \cdot \left[1 + \frac{\frac{d \ln [f(y) y]}{d \ln y}}{\frac{d \ln \eta(r)}{d \ln r} \frac{d \ln r}{d \ln y} - 1} \right] \quad (\text{III.13})$$

Für den Spezialfall, in dem die Strahlung von einer Punktquelle ausgesandt wird, in dem also $d \ln J(r) / d \ln r = d \ln F(r) / d \ln r = -2$ wird und für ein ν^{-1} Potenzspektrum, für das $f(y) = B y^{-\beta}$, reduziert sich die Schallgeschwindigkeit zu

$$v_s^2 = \frac{P}{\rho_w} \left[1 - \frac{(1-\beta) \frac{d \ln y}{d \ln r}}{\frac{d \ln y}{d \ln r} + 2} \right] \quad (\text{III.14})$$

Das ist die Schallgeschwindigkeit, die in KMP benutzt worden ist. Für ein Potenzspektrum ist nun $\frac{P}{\rho_w} = Q B y^{1-\beta}$. Da für die meisten Kontinuumspektren, die für Quasare in Frage kommen, $\beta = 1$ ist (Röser 1976), wird die Schallgeschwindigkeit annähernd eine Konstante

$$v_s^2 = \frac{P}{\rho_w} = Q B \quad (\text{III.15})$$

Der Wert der Konstante B hängt vom Spektralindex α ab.

Von (III.8) folgt

$$\frac{d \ln \rho_w}{d \ln r} = \frac{d \ln J(r)}{d \ln r} - \frac{d \ln y}{d \ln r} \quad (\text{III.16})$$

Damit ist

$$g_p = - Q y \left(\frac{d f(y)}{d y} \frac{d y}{d r} + \frac{f(y)}{r} \frac{d \ln J(r)}{d \ln r} \right) \quad (\text{III.17})$$

3. Die Strahlungsbeschleunigung

Zur Berechnung der Strahlungsbeschleunigung

$$g_R = \frac{1}{c} \int_{\nu} F(r, \nu) \kappa(\nu) d\nu = \frac{1}{c} D_c(r) \int_{\nu} S_r(\nu) \kappa(\nu) d\nu \quad (\text{III.18})$$

benutzt man die Tatsache, daß für eine gegebene Frequenzabhängigkeit der Strahlungsintensität $I_{\nu} \kappa(\nu)$ die Funktion $\kappa(\nu)$ nur von ν abhängt. Da das Ionisationsgleichgewicht unabhängig ist von den richtungsabhängigen Eigenschaften des Strahlungsfeldes, ändert sich der Absorptionskoeffizient nicht, wenn die Gesamtenergie pro Frequenzintervall dieselbe ist, egal ob die Strahlung planparallel ist, wie im Falle eines punktförmigen Quasars (KMP), oder vollkommen isotrop.

Die Einführung einer neuen Geometrie hat also keinen Einfluß auf den Absorptionskoeffizienten, der deswegen von den Berechnungen von Quasarspektren von Röser (1976) übernommen werden kann.

Man kann g_R umschreiben als

$$g_R = \frac{F(r)}{c} \bar{\kappa} \quad , \quad (\text{III.19})$$

wo $\bar{\kappa}$ ein effektiver Wirkungsquerschnitt ist, definiert als

$$\bar{\kappa} = \frac{c g_R}{F(r)} = \frac{D_c(r)}{F(r)} \int_{\nu} S_r(\nu) \kappa(\nu) d\nu \quad . \quad (\text{III.20})$$

Unter der Annahme, daß in jedem Punkt r die Strahlungsintensität $I_{\nu}(r)$ (von der $S_r(\nu)$ Gl. (III.4) abhängt) und der Fluß $F(r, \nu)$ denselben Spektralverlauf haben, d.h. daß $|S_r(\nu)| = S_r(\nu)$

gilt, ist der effektive Absorptionskoeffizient $\bar{\kappa}$ identisch mit dem in KMP definierten $\bar{\kappa}_{\text{p.s.}}$. Da im Punktquellenmodell $\bar{\kappa}_{\text{p.s.}}$ als Funktion von y berechnet wurde (KMP, Röser 1976)

$$\bar{\kappa} = \bar{\kappa}_{\text{p.s.}} = h(y)/c^2 \quad , \quad (\text{III.21})$$

wird damit

$$g_R = F(x) h(y)/c^3 \quad . \quad (\text{III.22})$$

Man kann also die in KMP und von Röser berechnete Gesamtbeschleunigungsfunktion $h(y)$ benutzen, um die Strahlungsbeschleunigung zu berechnen.

Wenn das Gas einen hohen Ionisationsgrad hat, erfolgt die Beschleunigung durch Thomsonstreuung. Der Wirkungsquerschnitt wird dann

$$\kappa(\nu) = \kappa_T = n_e \sigma_T / g_w \quad (\text{III.23})$$

wobei für vollionisiertes Gas die Anzahl der Elektronen pro cm^3 gegeben ist durch

$$n_e = (1 + Z) g_w / (2 m_p) \quad (\text{III.24})$$

(Z ist der Massenanteil von Wasserstoff, $Z = 0.7415$). Damit wird die Strahlungsbeschleunigung

$$g_R = \frac{1+Z}{2c m_p} \sigma_T F(x) \equiv \frac{1}{c^3} F(x) h_T \quad . \quad (\text{III.25})$$

Der Wert von der Funktion $h(y)$ im Bereich der Thomsonstreuung ist also

$$h_T \equiv \frac{(1+Z)c^2}{2 m_p} \sigma_T = 3.1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1} \text{ sec}^{-2} \quad (\text{III.26})$$

Die Funktion $h(y)$ ist in Abb. III.2 abgebildet.

Für $h(y) \approx h_T$ ist

$$y \geq y_T = 10^{-5.7} \quad (\text{III.27})$$

Mit (III.26) kann man den Eddington Wert von $L/M = (L/M)_E$ berechnen, definiert als das Verhältnis L/M , für das die Gravitationsanziehung gleich der Strahlungsbeschleunigung im Bereich der Thomsonstreuung ist. Aus $g_G = (g_R)_T$ folgt

$$\left(\frac{L}{M}\right)_E = \frac{4\pi G c^3}{h_T} = 8.7 \cdot 10^4 \text{ erg sec}^{-1} \text{ g}^{-1} \quad (\text{III.28})$$

IV. Die Windgleichung

1. Windgleichung und Schallpunkte

Mit den Gleichungen für g_p und g_R , die im vorigen Kapitel gewonnen wurden (III.17), (III.22), wird die Bewegungsgleichung zu

$$v \frac{dv}{dr} = -R y \left(\frac{df}{dy} \frac{dy}{dr} + \frac{f}{r} \frac{d \ln T(r)}{d \ln r} \right) - \frac{G M(r)}{r^2} + \frac{h(y)}{c^3} F(r) \quad (\text{IV.1})$$

Da nur stationäre Windgleichungen betrachtet werden, reduziert sich die Kontinuitätsgleichung zu

$$\nabla \cdot (\rho_w \underline{v}) = -\frac{\dot{m}}{m}(\tau) \rho_g(\tau) \quad , \quad (\text{IV.2})$$

die bei sphärischer Symmetrie zum Integral

$$-\dot{M}(\tau) = \int_0^\tau -\frac{\dot{m}}{m}(\tau') \rho_g(r') 4\pi r'^2 dr' = 4\pi r^2 \rho_w v \quad (\text{IV.3})$$

führt. $-\dot{M}(\tau)$ ist die Gesamtmassenrate durch die Kugeloberfläche in r .

Da die Beschleunigungen durch Strahlung und Gasdruck natürliche Funktionen von y und r sind, ist es günstig, auch die Bewegungsgleichung in diesen Größen zu beschreiben. Aus (IV.3) und (III.8.) folgt

$$v(r) = \frac{-\dot{M}(\tau) c^2}{4\pi r^2 \gamma(\tau)} \quad y(r) \equiv c E(r) y(\tau) \quad , \quad (\text{IV.4})$$

wobei

$$E(r) = \frac{-\dot{M}(\tau) c}{4\pi r^2 \gamma(r)} \quad (\text{IV.5})$$

nun eine dimensionslose Funktion von r ist. Schreibt man also

$$v dv = v^2 \frac{dv}{v} = c^2 E^2(r) y^2(\tau) \left(\frac{dE(r)}{E(r)} + \frac{dy}{y} \right) \quad , \quad (\text{IV.6})$$

so wird (IV.1) zu

$$\frac{dy}{dr} = \frac{\frac{f(y)}{y} \frac{d \ln y(r)}{d \ln r} + \frac{G M(r)}{R y^2 f'(y) r} \left[1 - \frac{g_R}{g_G} + \frac{g_C}{g_G} \right]}{\frac{c^2 E^2(r) y^2}{-R y^2 f'(y)} - 1} \quad (\text{IV.7})$$

mit

$$\frac{g_R}{g_G} = \frac{F(r) h(y) / c^3}{G M(r) / r^2} \quad (\text{IV.8})$$

und

$$\frac{g_C}{g_G} = \left(c^2 E(r) y^2 \frac{d E(r)}{d \ln r} \right) / \left(G M(r) / r^2 \right) \quad (\text{IV.9})$$

Behandelt man den Quasar als eine einzige Punktquelle, so ist $E(r)$ eine Konstante, $cJ(r) = F(r)$ und (IV.7) reduziert sich zur gleichen Windgleichung wie in KMP. Der Hauptunterschied zu KMP besteht also nun hier im Term g_C/g_G , der dasselbe Vorzeichen wie der Gravitationsterm hat.

Die dimensionslose Größe $\left[(E^2(r) c^2 y^2) / (-R y^2 f') \right]^{1/2}$ entspricht der Machzahl, die in der gewöhnlichen Windtheorie vorkommt. Ist die Machzahl gleich 1, so verschwindet der Nenner. Für eine reguläre Lösung muß also in diesem kritischen Punkt, dem sogenannten Schallpunkt, auch der Zähler null werden. Die Werte des kritischen Punktes in der (x,y) -Ebene (x_s, y_s) sind bestimmt durch die gekoppelten Gleichungen:

$$- f'(y_s) = c^2 E^2(r_s) / R \quad (\text{IV.10})$$

und

$$r_s = \frac{G M(r_s)}{-R y_s f(y_s) \left. \frac{d \ln y(r)}{d \ln r} \right|_{r=r_s}} \left[1 - \frac{g_R(r_s, y_s)}{g_G} + \frac{g_C(r_s, y_s)}{g_G} \right] \quad (\text{IV.11})$$

2. Die dimensionslose Windgleichung

Zur Diskussion der Windgleichung und der Schallpunkte ist es günstiger, diese Gleichungen in dimensionsloser Form darzustellen. Statt r wird die dimensionslose Variable

$$x = r / R_Q \quad (\text{IV.12})$$

eingeführt. R_Q ist der Quasarradius. Er ist definiert als derjenige Radius, bei dem $L(r) = L_Q$.

Die lokalen Quellfunktionen für Leuchtkraft und Massenrate $(l/m)(r)$, $(-\dot{m}/m)(r)$ und die gravitierende Dichte $\varrho_G(r)$ können als Produkte von Mittelwerten und dimensionslosen r -abhängigen Funktionen dargestellt werden:

$$\begin{aligned} (l/m)(x) &\equiv (l/m) f_l(x) , \\ (-\dot{m}/m)(x) &\equiv (-\dot{m}/m) f_{\dot{m}}(x) , \\ \varrho_G(x) &\equiv \varrho_G f_G(x) , \end{aligned} \quad (\text{IV.13})$$

so daß

$$\begin{aligned} q_l(x) &= (l/m)(x) \varrho_G(x) = (l/m) \varrho_G f_l(x) f_G(x) , \\ [q_l(x)] &= [(l/m) \varrho_G] = [\text{erg sec}^{-1} \text{cm}^{-3}] \end{aligned} \quad (\text{IV.14})$$

und

$$\begin{aligned} q_{\dot{m}}(x) &= (-\dot{m}/m)(x) \varrho_G(x) = (-\dot{m}/m) \varrho_G f_{\dot{m}}(x) f_G(x) , \\ [q_{\dot{m}}(x)] &= [(-\dot{m}/m) \varrho_G] = [g \text{ sec}^{-1} \text{cm}^{-3}] . \end{aligned} \quad (\text{IV.15})$$

Schreibt man nun die Gleichungen, die in der Windgleichung vor-

kommen, als Funktionen dieser oben definierten Größen, wobei die x-abhängigen Integrale als $I(x)$ bezeichnet werden sollen (Einzelheiten im Anhang XI.2), so erhält man für

die Masse
$$M(r) = \int_{q_{50}} g_g(r') d^3 r' = M_Q \left[I_M(x) / I_M(1) \right] , \quad (IV.16)$$

die Massenrate

$$- \dot{M}(r) = \int_{q_{50}} q_m(r') d^3 r' = (-\dot{m}/m) I_M(x) \left[M_Q / I_M(1) \right] , \quad (IV.17)$$

die Strahlungsenergiedichte

$$\gamma(r) = \frac{1}{c} \int_{q_{50}} \frac{q_e(r') d^3 r'}{4\pi |x - r'|^2} = \frac{1}{c} (\ell/m) \frac{M_Q}{R_Q^2 I_M(1)} I_\gamma(x) , \quad (IV.18)$$

die Leuchtkraft

$$L(r) = \int_{q_{50}} q_e(r') d^3 r' = (\ell/m) I_L(x) \left[M_Q / I_M(1) \right] . \quad (IV.19)$$

Definiert man darüber hinaus als neuen Parameter den Schwarzschildradius

$$R_{Sch} = 2 G M_Q / c^2 , \quad (IV.20)$$

so erhält man die neue dimensionale Form der Windgleichung

$$\frac{dy}{dx} = \frac{y}{x} \frac{-f(y)}{(-y f'(y))} \frac{d \ln I_\gamma(x)}{d \ln x} + \frac{1}{2} \frac{R_{Sch}}{R_Q} \frac{c^2}{R_Q y^2 f'(y)} \frac{1}{x} \frac{I_M(x)}{I_M(1)} \left[1 - \frac{g_R}{g_G} + \frac{g_c}{g_G} \right] , \quad (IV.21)$$

$$\frac{1}{E^2 I_E^2(x)} \left(\frac{c^2}{-R f'(y)} \right) - 1$$

wo

$$\frac{g_R}{g_G} = \frac{(\ell/m) R_{30}}{4\pi c^3} \frac{h(y)}{G R_{30}} \frac{I_L(x)}{I_M(x)} , \quad R_{30} = 10^{30} \text{ cm} . \quad (VI.22)$$

Mit

$$E(x) = \bar{E} I_E(x), \quad I_E(x) = \frac{I_A(x)}{4\pi x^2 I_y(x)}, \quad \bar{E} = \frac{-\dot{m}c^2/m}{l/m} \quad (\text{IV.23})$$

wird

$$\frac{g_c}{g_R} = 2 \bar{E}^2 \frac{R_Q}{R_{Sch}} \frac{I_A(x) I_M(1)}{4\pi I_M(x) I_y(x)} y^2 \left(\frac{d}{dx} I_E(x) \right) \quad (\text{IV.24})$$

Die Gleichungen für den Schallpunkt sind

$$\frac{f'(y_s) R}{c^2} + \bar{E}^2 I_E(x)^2 = 0 \quad (\text{IV.25})$$

und

$$x_s = \frac{1}{2} \frac{R_{Sch}}{R_Q} \frac{c^2}{(f(y_s) y_s R)} \left(\frac{I_M(x)}{I_M(1)} \frac{d \ln x}{d \ln I_y(x)} \bigg|_{x=x_s} \right) \left[1 - \frac{g_R}{g_R} + \frac{g_c}{g_R} \right] \quad (\text{IV.26})$$

V. Analytische Eigenschaften der Windgleichung

Die allgemeine Form der Windgleichung (IV.21), die in den vorigen Kapiteln hergeleitet wurde, hängt von der noch genauer zu spezifizierenden Form der Quellenfunktionen q_1 , q_m und der gravitierenden Massendichteverteilung $\varrho_G(r)$ ab. Im nächsten Kapitel werden einfache Darstellungen dieser Funktionen gewählt, die das sogenannte Standardmodell eindeutig charakterisieren werden. In diesem Kapitel sollen analytische Eigenschaften der allgemeinen Windgleichung (IV.21) diskutiert und Analogien und Unterschiede zu dem verallgemeinerten Punktquellenmodell erläutert werden.

1. Parameter

Die Windgleichung (IV.21) hängt von 4 Parametern ab, dem Verhältnis von lokaler Leuchtkraft zu Masse l/m und Massenrate zu Masse $\dot{m}/m$, weiterhin von dem Verhältnis von Schwarzschildradius zu Quasarradius R_{Sch}/R_Q , das ein Maß für die Kompaktheit des Objektes ist, und schließlich vom Spektralindex der Kontinuumsstrahlung, der den Verlauf der Funktion $f(y)$ in der Zustandsgleichung (III.9) festlegt. Direkt aus Beobachtungen kann man aus den Intensitätsschwankungen des Kontinuums den Quasarradius bestimmen und aus Energiebetrachtungen die Gesamtmasse abschätzen. Durch Beobachtungsdaten liegen also nur zwei Parameter, die Kompaktheit des Objektes und der Spektralindex α , fest. Beim Standardmodell werden die Quellenfunktionen so gewählt werden, daß zur Aufstellung des Modells noch weitere Beobachtungsdaten

verwendet werden können, wie z.B. die Gesamtleuchtkraft und die Gesamtmassenabgabe des Quasars.

2. Singularitäten

Die verallgemeinerte Machzahl

$$\left[(\bar{E}^2 I_E^2(x) c^2 y^2) / (-Q y^2 f'(y)) \right]^{1/2} \quad (V.1)$$

wird im Schallpunkt gleich 1. Dann verschwindet der Nenner der Windgleichung (IV.21). Für eine reguläre Lösung muß dann auch gleichzeitig der Zähler null werden.

Die Anzahl der Singularitäten hängt vom Verlauf von $f(y)$ und von $I_E(x)$ ab. Sind $f(y)$ und/oder $I_E(x)$ keine monotonen Funktionen von y bzw. x , dann kann die verallgemeinerte Machzahl (V.1) mehr als einmal den Wert 1 erreichen, so daß die Windgleichung dadurch mehrere Singularitäten besitzen kann. Da die Gestalt von $f(y)$ vom Kontinuumspektrum und die von $I_E(x)$ von den Quellenfunktionen und der gravitierenden Dichteverteilung abhängt, wird deswegen die Anzahl der Singularitäten durch α , q_m , q_1 und φ_G bestimmt.

In Kap. VI wird durch die Wahl eines bestimmten Quasarmodells, des sogenannten Standardmodells, der Verlauf von $I_E(x)$ festgelegt werden. Weiterhin wird dort gezeigt, daß für einige Quasarspektren $f(y)$ in einer Übergangszone nicht monoton ist, so

daß in einigen Fällen die Windgleichung tatsächlich mehrere Singularitäten hat. Inwieweit diese realistische Schallpunkte sind, wird in Kap. VII diskutiert.

3. Die Windgleichung im Fernfeld

Ab einer gewissen Entfernung $r_v = x_v R_Q$ vom Quasar sieht jeder cm^3 Materie den QSO als eine Punktquelle (Abb. III.1). Im Fernfeld $r \geq r_v$ muß also die Windgleichung (IV.21) übergehen in die in KMP hergeleitete Windgleichung, nun aber verallgemeinert für beliebige Spektren.

Zuerst soll die Windgleichung für eine ausgedehnte Quelle (IV.21) für Entfernungen $x > x_v$ hergeleitet werden und dann mit der Windgleichung für das verallgemeinerte Punktquellenmodell verglichen werden.

3.1. Herleitung

Für $x \geq 1$ werden Masse, Leuchtkraft und Massenrate konstant, so daß

$$\begin{aligned} I_m(x \gg 1) &\equiv I_m(1) \\ I_L(x \gg 1) &\equiv I_L(1) \\ I_m(x \gg 1) &\equiv I_m(1) \end{aligned} \quad , \quad (V.2)$$

Im Fernfeld $x \geq x_v$ trifft auf jeden cm^3 Materie die Strahlung nur aus Quasarrichtung ein, so daß für $x \geq x_v$ die Strahlungsenergiedichte wie der Fluß mit x^{-2} abfällt. Es ist also

$$\left. \frac{d \ln I_{\gamma}(x)}{d \ln x} \right|_{x \geq x_v} = -2 \quad (\text{V.3})$$

Weiterhin wird

$$I_E(x \geq x_v) = \frac{I_{\dot{A}}(1)}{4\pi x^2 I_{\gamma}(x)} = \frac{I_{\dot{A}}(1)}{4\pi x^2 I_F(x)} = \frac{I_{\dot{A}}(1)}{I_L(1)} \equiv I_E(1) = \text{konst.}, \quad (\text{V.4})$$

so daß nun

$$g_c(y, x \geq x_v) = 0 \quad (\text{V.4})$$

Die Windgleichung reduziert sich damit zu

$$\frac{dy}{dx} = \frac{y}{x} \frac{2 \frac{f(y)}{-y f'(y)} + \frac{1}{2} \frac{R_{Sch}}{R_Q} \frac{c^2}{Q y^2 f'(y)} \frac{1}{x} \left[1 - \frac{g_R}{g_G}(y) \right]}{\bar{E}^2 I_E^2(1) \frac{c^2}{-Q f'(y)} - 1} \quad (\text{V.5})$$

wobei nun

$$\frac{g_R}{g_G} = \frac{(\ell/m) R_{30}}{4\pi c^3} \frac{h(y)}{G R_{30}} \frac{I_L(1)}{I_M(1)} \quad (\text{V.6})$$

3.2. Die Windgleichung des verallgemeinerten Punktquellenmodells

Vergleicht man (V.5) mit der für beliebige Spektren verallgemeinerten Gleichung des Punktquellenmodells (Herleitung siehe Anhang XI.3)

$$\frac{dy}{dx} = \frac{y}{x} \frac{2 \frac{f(y)}{-y f'(y)} + \frac{1}{2} \frac{R_{sch}}{R_Q} \frac{c^2}{R y^2 f'(y)} \frac{1}{x} \left[1 - \frac{g_R(y)}{g_G} \right]}{E_{p.s.}^2 \frac{c^2}{-R f'(y)} - 1} \quad (V.7)$$

mit

$$\frac{g_R}{g_G} = \frac{(L/M) R_{30}}{4\pi c^3} \cdot \frac{h(y)}{G R_{30}} \quad \text{und} \quad E_{p.s.} = \frac{-\dot{M} c^2 / M}{L / M}, \quad (V.8)$$

so sieht man folgende Analogien und Unterschiede.

3.3. Unterschiede und Analogien

Behandelt man den Quasar als eine einzige Punktquelle, so daß die Struktur seines Innern nicht berücksichtigt wird, so wird die Windgleichung in jeder Entfernung vom Quasar nur durch Gesamtgrößen wie Masse M , Leuchtkraft L und Massenrate $-\dot{M}$ bestimmt. Vergleicht man (V.5) und (V.7), so sieht man, daß diese Größen mit den entsprechenden lokalen Größen im Innern des Quasars zusammenhängen durch

$$\frac{L}{M} = \frac{\ell}{m} \frac{I_L(1)}{I_m(1)} \quad (V.9)$$

und da

$$E_{p.s.} = \bar{E} I_E(1), \quad (V.10)$$

ist

$$\frac{-\dot{M}}{L} = \frac{-\dot{m}}{\ell} \frac{I_H(1)}{I_L(1)} \quad (V.11)$$

Für den einfachsten Spezialfall, daß L und $\dot{M}$ beide proportional zur Quasarmasse M sind, vereinfachen sich die obigen drei Gleichungen. Dieses einfache Quasarmodell, das Standardmodell, wird in Kapitel VI. diskutiert.

4. Vergleich zum verallgemeinerten Punktquellenmodell

Behandelt man den Quasar in jeder Entfernung als eine Punktquelle, wie im verallgemeinerten Punktquellenmodell, so vernachlässigt man nicht nur innere Strukturen (3.3), sondern man vernachlässigt auch in der Nähe des Quasars geometrische Effekte, die, wie unten erläutert, einen großen Unterschied in der Hydrodynamik und Ionisation der Gasströmung hervorrufen. Dazu sollen die Gleichungen (IV.21) und (V.7) verglichen werden.

Behandelt man den Quasar in jeder Entfernung als eine einzige Punktquelle, so vernachlässigt man die Tatsache, daß die Strahlung jeden cm^3 Materie in der Nähe des Quasars aus einem Raumwinkel und in seinem Innern aus allen Richtungen trifft. (Abb. III.1). Betrachtet man nun die Ionisation und den Impulsübertrag durch Strahlung in einem cm^3 Materie, so hängt die Ionisation nur von der richtungsunabhängigen Energiedichte $J(r)$, also von der Anzahl der Photonen im cm^3 ab, während der Impulsübertrag von der Anzahl und Richtung der Photonen, also vom Fluß $F(r)$ abhängt. Vernachlässigt man also den geometrischen Effekt, setzt man

$$F(r) \propto J(r) \quad , \quad (V.12)$$

so sind Ionisation und Impulsübertrag gekoppelt; jeder Ionisation entspricht ein Impulsübertrag.

Durch diese Kopplung kann es vorkommen, daß für eine zu hohe Leuchtkraft die Strahlungsbeschleunigung so stark ist, daß schon bei $r = 0$ der Wind Überschallgeschwindigkeit hat, die Winde also keinen Schallpunkt besitzen. Genau das war die Schwierigkeit in KMP: relativistische Winde konnten nur unter der Annahme erzielt werden, daß sie bei $r = 0$ schon eine willkürliche Überschallgeschwindigkeit hatten. Parameter, die solche Winde produzierten, konnten also nicht ermittelt werden.

Anders ist es, wenn man die geometrischen Effekte berücksichtigt. Dann sind Ionisation und Impulsübertrag nicht mehr gekoppelt. Im Innern ist die Ionisation am größten, der Impulsübertrag null, weiter draußen nimmt die Ionisation ab, der Impulsübertrag zu, bis sie dann im Fernfeld proportional zueinander sind (Abb. V.2).

Jetzt trägt nur ein Bruchteil der Photonen zum Impulsübertrag bei. Bei großer Leuchtkraft rückt der Schallpunkt ins Innere des Quasars und ist bei noch größerer Leuchtkraft in der Umgebung des Nullpunktes. Nun ist immer ein Schallpunkt vorhanden.

Warum die vom 'Rand' des Quasars eintreffenden Photonen keinen Beitrag zum Impulsübertrag liefern (Abb. V.2) hängt von der sphärischen Symmetrie des Quasars ab und von der Tatsache, daß der Wind optisch dünn ist. Der Beweis verläuft wie der in der Gravitationstheorie, um zu zeigen, daß nur die Masse innerhalb eines Radius r' einen Einfluß auf die weiter draußen liegenden Massenpunkte $r > r'$ hat (siehe Anhang XI.1).

Was in Worten erklärt worden ist, wird mathematisch ausgedrückt durch die Gleichung (IV.4)

$$v(r) = c \cdot E(r) \cdot y(r) \quad (V.13)$$

$E \equiv E_{p.s.}$ ist im Punktquellenmodell eine Konstante (Gl.(V.10)), die Geschwindigkeit ist proportional zur Ionisation. Unter Berücksichtigung der geometrischen Effekte dagegen ist $E(r)$ eine Funktion des Ortes (IV.5), womit die Geschwindigkeit nun von der Geometrie und der Struktur des Quasars abhängt.

Diese geometrischen Effekte machen sich weiterhin im Term $g_c(y,r)$ bemerkbar (Gl. (IV.9) oder (IV.24)), der durch die Transformation der Windgleichung von v nach y hervorgerufen wird (Gl. IV.6)

$$g_c \equiv v \frac{dv}{dr} - v \frac{\partial v}{\partial y} \frac{dy}{dr} \quad (V.14)$$

und der im Punktquellenmodell identisch null ist. Ein Vergleich der Windgleichungen (IV.21) und (V.7) zeigt, daß der Term $g_c/g_G(r,y)$ je nach seinem Vorzeichen, der von den lokalen Quellfunktionen $q_m, q_1, \varphi_G(r)$ abhängt, wie eine effektive verminderte oder vergrößerte (durch den Gravitationsterm g_G normierte) Strahlungsbeschleunigung g_R/g_G wirkt. Es ist aber schon vorauszusehen, daß unabhängig von der detaillierten Struktur des Quasars im Nahfeld g_c/g_G die Strahlungsbeschleunigung vermindert. Im Nahfeld ist nämlich die Ionisation stärker als

im verallgemeinerten Punktquellenmodell, der Impulsübertrag durch Strahlung in Folge dessen geringer. Das soll nun bewiesen werden. Dann werden daraus Folgerungen gezogen werden.

5. Der geometrische Effekt im Nahfeld des Quasars

Im Punktquellenmodell sieht bei jeder beliebigen Entfernung vom Quasar jeder cm^3 Materie die Strahlung aus einem Winkel $\Theta = 0$ kommen. Das hat zur Folge, daß $J(r) = F(r)/c$ wird. Ist der Quasar dagegen eine ausgedehnte Quelle, so sieht jeder cm^3 Materie im Nahfeld $R_Q \leq r \leq r_V$ die Strahlung aus einem Raumwinkel $d\Omega$ kommen, der die Anzahl der Photonen im Punkte r' bestimmt (Abb. V.3). Um diesen geometrischen Effekt im Nahfeld abzuschätzen, soll vereinfachenderweise angenommen werden, daß die lokalen Quellen q_m, q_l an der Oberfläche der im Innern optisch dicken Quasarsphäre seien.

Der geometrische Effekt kann dann durch einen Verdünnungsfaktor

$$D = \Omega / 4\pi \quad (\text{V.15})$$

beschrieben werden. Dabei berechnet sich Ω wie folgt:

$$\Omega = \int_0^\Theta \int_0^{2\pi} d\phi \sin \Theta d\Theta = 2\pi (1 - \cos \Theta) \quad (\text{V.16})$$

$$\cos \Theta = (r^2 - R_Q^2)^{1/2} / r = (1 - 1/x^2)^{1/2} \quad (V.17)$$

(V.16) und (V.17) ergeben

$$\Omega = 2\pi \left[1 - (1 - 1/x^2)^{1/2} \right] \quad (V.18)$$

Wenn $r \gg R_Q$, ist

$$\Omega = 2\pi \left[1 - 1 + 1/x^2 \right] = \pi/x^2 \quad (V.19)$$

wenn $r = R_Q$, ist

$$\Omega = 2\pi \quad (V.20)$$

Der Verdünnungsfaktor ist also

$$D = \frac{1}{2} \left[1 - (1 - 1/x^2)^{1/2} \right] \quad (V.21)$$

und das Verhältnis von D zu seinem asymptotischen Verhältnis beträgt

$$A = 2 \left[1 - (1 - 1/x^2)^{1/2} \right] x^2 \quad (V.22)$$

Für $r \rightarrow \infty$ ist $A = 1$, für $x = 1$ ist $A = 2$. Das heißt aber, daß im Nahfeld für gegebenen Abstand und gegebener Gasdichte ϱ_w die Ionisation im Nahfeld größer ist als im Punktquellenmodell. Die Energiedichte $J(r)$ fällt weniger stark ab als der Fluß $F(r)$.

Das ändert die Strahlungsbeschleunigung g_R durch den Absorptionskoeffizienten $\kappa(\nu)$, der von $J(r)$ abhängt.

Unter der Annahme, der Wind bestehe nur aus Wasserstoff, kann für den Ionisationsgrad z folgende Proportionalität aufgestellt werden

$$1-z \propto g_w / \mathcal{D} \quad , \quad (V.23)$$

so daß die Strahlungsbeschleunigung

$$g_R \propto (1-z) L / \tau^2 \propto g_w / (\tau^2 \mathcal{D}) \quad (V.24)$$

ist. Also ist

$$g_R = \beta g_w / (\tau^2 \mathcal{D}) = 2 \beta g_w / (\tau^2 [1 - (1 - \chi_x^2)^{1/2}]) \quad , \quad \beta = \text{konst.} \quad (V.25)$$

Für $r \gg R_Q$ ist

$$g_R = 4 \beta g_w / R_Q^2 \quad . \quad (V.26)$$

Da nach Kapitel (III.3) andererseits $g_R \equiv h(y) y g_w$, ist

$$\beta = h(y) y R_Q^2 / 4 \quad . \quad (V.27)$$

Im allgemeinen Fall ist aber

$$g_R = R_Q^2 h(y) y g_w / (2 \tau^2 [1 - (1 - \chi_x^2)^{1/2}]) \quad , \quad (V.28)$$

Für $r = R_Q$ ist also

$$g_R = h(y) \gamma g_w / 2 \quad (V.29)$$

anstatt

$$g_R = h(y) \gamma g_w \quad (V.30)$$

wie im Punktquellenmodell.

Also wird durch die neue Geometrie g_R höchstens um einen Faktor 2 verringert. Dieses Ergebnis stimmt mit dem neuen Zusatzterm g_c in der Windgleichung (vergleiche (IV.21) und (V.7) überein, da

$$g_c/g_G \propto \frac{dE}{dr} \propto \frac{d}{dr} \left(1 / (r^2 J(r)) \right) \quad (V.31)$$

$r^2 J(r)$ nimmt ab ($J(r)$ nimmt schneller ab als $F(r)$, da mit wachsender Entfernung mehr Strahlung aus r -Richtung kommt). Deswegen ist $dE/dr > 0$ und g_G hat damit ein anderes Vorzeichen als g_R/g_G . Die effektive Strahlungsbeschleunigung ist also kleiner als im Punktquellenmodell. Der Faktor, um den sie verringert wird, ist aber höchstens 2. Sind die lokalen Quellen q_m, q_l nicht an der Quasaroberfläche verteilt, so ist der Faktor noch geringer. In KMP S.130 (um IV.14) wurde gezeigt, daß man tatsächlich die Strahlungsbeschleunigung im Vergleich zum Gravitationsterm g_G verringern mußte, wenn man Windlösungen erhalten wollte, die im Überschallgebiet strahlungsbeschleunigt und zur selben Zeit einen Schallpunkt außerhalb des Quasars hatten. Das wäre wünschenswert gewesen, um 'realistische' Winde

mit dem einfachen Punktquellenmodell berechnen zu können. Die Änderung in g_R als Folge des geometrischen Effekts ist aber sicherlich zu klein dafür. Um also 'realistische' Winde berechnen zu können, muß man tatsächlich von einer ausgedehnten Quelle ausgehen. Es wird in den folgenden Kapiteln gezeigt, daß man hier relativistische Winde nur dann erhält, wenn man den Schallpunkt weit in das Quasarinnere rückt.

Bemerkenswert ist, daß der geometrische Effekt im Nahfeld wohl vernachlässigbar klein ist, daß er aber trotzdem dafür sorgt, daß Ionisation und Impulsübertrag voneinander entkoppelt sind (Paragraph 3 dieses Kapitels), so daß die Winde stets einen Schallpunkt besitzen.

VI. Ein spezielles Quasarmodell: das Standardmodell

Es wird nun durch eine besondere Wahl der lokalen Quellen q_m , q_l und der gravitierenden Dichteverteilung $\rho_G(r)$ ein spezielles Quasarmodell entwickelt, das bis heute bekannten Beobachtungsdaten nicht widerspricht, aber gleichzeitig einfach genug ist, um durch Änderungen von Parametern verschiedene Aspekte der expandierenden Quasarhüllen zu verstehen. Dieses Modell soll Standardmodell heißen.

Es wird zunächst die vereinfachende Annahme gemacht, daß die Gesamtleuchtkraft L und die Gesamtmassenrate $-\dot{M}$ beide proportional zur Quasarmasse M sind. Deswegen wird nun

$$(\ell/m)(\tau) \equiv \ell/m \quad (VI.1)$$

$$(-\dot{m}/m)(\tau) \equiv -\dot{m}/m \quad ,$$

so daß die Gleichungen (II.2) und (II.3) zu

$$q_l(\tau) = (\ell/m) \rho_G f_G(\tau) \quad , \quad (VI.2)$$

$$q_m(\tau) = (-\dot{m}/m) \rho_G f_G(\tau)$$

werden.

Die Leuchtkraft und die Massenabgabe folgen dann aus (III.5) und (IV.3)

$$L(\tau) = (\ell/m) \int_{\Omega_{50}} \rho_G f_G(\tau') d^3r' = (\ell/m) \rho_G R_Q^3 I_M(x) = (\ell/m) M I_M(x) / I_M(1) \quad (VI.3)$$

und

$$-\dot{M}(x) = (-\dot{m}/m) \int_{QSO} g_a p_a(r) d^3r' = (-\dot{m}/m) M I_A(x) / I_A(1) \quad . \quad (VI.4)$$

Durch diese Annahme und durch die besondere Wahl der Strahlungsbeschleunigung g_R (Kapitel III.3) behandelt man nun alle lokalen Quellen als hätten sie genau dieselben physikalischen Eigenschaften: alle emittieren dasselbe Potenzgesetzspektrum, emittieren dieselbe Leuchtkraft l und haben dieselbe Massenrate $-\dot{m}$. Mögliche detaillierte innere Strukturen des Quasars werden hier also nicht analysiert.

Aus (VI.3) und (VI.4) folgt, daß nun

$$l/m = L/M$$

und (VI.5)

$$-\dot{m}/m = -\dot{M}/M \quad .$$

Für das Standardmodell vereinfachen sich also die allgemeinen Gleichungen (V.5) und (V.11). Die Windgleichung hängt nun von Parametern ab, die durch Beobachtungsdaten bekannt oder abgeschätzt werden können.

1. Die veränderte Windgleichung

Ein Vergleich der Gleichung für $-\dot{M}(r)$ und $L(r)$ in (IV.17) und (IV.19) mit den neuen Gleichungen (VI.3) und (VI.4), führt zu

$$I_M(x) = I_A(x) = I_L(x) \quad . \quad (VI.6)$$

Zunächst soll der einfachste Fall diskutiert werden, bei dem die r-abhängige Dichteverteilungsfunktion $f_G(r)$ gleich 1 gesetzt wird, und der Quasar damit eine konstante Dichte ρ_G hat.

Für eine konstante Dichteverteilung ist dann

$$\frac{dy}{dx} = \frac{y}{x} \frac{-f(y)}{-y f'(y)} \frac{d \ln I_g(x)}{d \ln x} + \frac{3}{8\pi} \frac{R_{Sch}}{R_Q} \frac{c^2}{R y^2 f'(y)} \frac{1}{x} I_g(x) \left[1 - \frac{g_R}{g_g} + \frac{g_c}{g_g} \right] \cdot$$

$$\frac{c^2}{\bar{E}^2 I_E^2(x)} - 1 \quad (VI.7)$$

wobei

$$\bar{E} = \frac{\dot{M} c^2 / M}{L / M}, \quad I_E(x) = \frac{I_g(x)}{4\pi x^2 I_g(x)} \quad (VI.8)$$

$$\frac{g_R}{g_g} = \frac{(L/M) R_{30}}{4\pi c^3} \frac{h(y)}{G R_{30}}, \quad R_{30} = 10^{20} \text{ cm} \quad (VI.9)$$

und

$$\frac{g_c}{g_g} = 2 \bar{E}^2 \frac{R_Q}{R_{Sch}} \frac{1}{3 I_g(x)} \left(\frac{d}{dx} I_E(x) \right) y^2 \quad (VI.10)$$

Die gekoppelten Gleichungen für den Schallpunkt werden zu

$$\frac{f'(y_s) R}{c^2} + \bar{E}^2 I_E^2(x_s) = 0 \quad (VI.11)$$

und

$$x_s - \frac{3}{8\pi} \frac{R_{Sch}}{R_Q} \frac{c^2}{f'(y_s) y_s R} \left(I_g(x_s) \frac{d \ln x}{d \ln I_g(x)} \right)_{x=x_s} \left[1 - \frac{g_R}{g_g} \right]_{x=x_s, y=y_s} + \frac{g_c}{g_g} \left[\right]_{x=x_s, y=y_s} = 0 \quad (VI.12)$$

Diese Gleichungen werden in den folgenden Paragraphen diskutiert werden.

2. Abhängigkeit der Schallpunkte vom Spektrum

Die Singularitäten in der Windgleichung werden durch (VI.11) und (VI.12) festgelegt. Es wird im folgenden gezeigt, daß die Winde im Standardmodell und im verallgemeinerten Punktquellenmodell bei einigen Spektren mehr als eine Singularität haben können. Inwieweit diese Singularitäten realistische Schallpunkte sind, wird in Kapitel VII analysiert.

2.1. Abhängigkeit der Zustandsgleichung vom Spektrum

Der Verlauf der Funktion $f(y)$, die die y -Abhängigkeit der Zustandsgleichung (III.9) bestimmt, hängt vom Spektrum ab (Röser, 1976). Alle Funktionen $f(y)$ haben aber zwei charakteristische Aspekte gemeinsam. Entweder sind im ganzen für Quasare relevanten Ionisationsbereich die Funktionen $f(y) \propto y^{-\beta}$ ($\beta > 0$), oder sie folgen zwar demselben Proportionalitätsgesetz in einigen y -Bereichen, durchlaufen aber bei einer gewissen Übergangszone, die durch ein starkes Abfallen der Temperatur bedingt ist, ein Maximum und ein Minimum. Bei den meisten Spektren ist $\beta = 1$. In dieser Arbeit werden als charakteristische Beispiele zwei Funktionen $f(y)$ gewählt, die zu einem Spektrum mit Spektralindex $\alpha = 1$ gehören. Ein Spektrum soll keinen cutoff haben. Dann ist

$$f_1(y) = \begin{cases} B_0 y^{-\beta} & , y > 10^{-8} , B_0 = 1.26 \cdot 10^6 , \beta = 1 \\ B_1 y^{-\beta} & , y < 10^{-9} , B_1 = 2.45 \cdot 10^6 , \beta = 0.838 \end{cases} \quad (VI.13)$$

In der Übergangszone $10^{-9} < y < 10^{-8}$ durchläuft $f(y)$ ein Maximum und ein Minimum. Das andere Spektrum soll einen cutoff an der HeII-Karte haben. Dann ist

$$f_2(y) = B_2 y^{-1}, \quad B_2 = 1.26 \cdot 10^4 \quad (\text{VI.14})$$

(Abb. VI.1, VI.2). Die entsprechenden Ableitungen sind in Abb. VI. 3 dargestellt.

2.2. Das Punktquellenmodell

Die Singularitäten im verallgemeinerten Punktquellenmodell werden bestimmt durch

$$f_1'(y_s) R/c^2 + \bar{E}^2 = 0 \quad (\text{VI.15})$$

(siehe (V.7); im folgenden soll $\bar{E}_{p.s.} = \bar{E} = \frac{-\dot{M}c^2/M}{L/M}$ sein).

Da $f_2(y)$ monoton ist, gehört zu jedem Wert von $-\dot{M}/L = \bar{E}/c^2$ ein einziger Wert von $f_2'(y)$. Für ein Spektrum mit $\alpha = 1$ und HeII cutoff liegt also nur ein Schallpunkt vor. Die Funktion $f_1(y)$ dagegen ist nicht monoton. Für Werte von $\log(-\dot{M}/L) \leq -16.5$ gehören also mehrere Werte von $f_1'(y)$. Für ein Spektrum mit $\alpha = 1$ ohne cutoff liegen deswegen mehrere Singularitäten in der Windgleichung vor. Die Anzahl der Singularitäten hängt vom genauen Verlauf von $f_1(y)$ in der Übergangszone ab. Sicher ist, daß $f_1(y)$ ein Maximum und ein Minimum durchläuft. Der genaue Verlauf (Abb. VI.2) muß aber noch durch exaktere numerische Rechnungen geprüft werden. Wenn $f_1(y)$ ein Maximum und ein Minimum hat, können bis zu drei Singularitäten vorliegen. Zwischen

Maximum und Minimum ist $f_1'(y) < 0$. Dort gibt es keine Lösung von (VI.15). Inwieweit auch alle Singularitäten echte Schallpunkte sind, wird in Kapitel VII diskutiert.

Aus der Abb. VI.3 entnimmt man weiterhin, daß im Bereich der Thomsonstreuung $y > y_T$

$$-\frac{\dot{M}}{L} \leq 3 \cdot 10^{-13} \text{ sec}^2 \text{ cm}^{-2} \quad , \quad (\text{VI.16})$$

Diese Bedingung an $-\dot{M}/L$ wird sich in den Kapiteln VIII - X als wichtig erweisen. Es wird sich zeigen, daß nur für kleinere Werte von $-\dot{M}/L$ als in (VI.16) die Lösungen optisch dünn sind.

2.3. Das Standardmodell

Die Singularitäten im Standardmodell werden bestimmt durch (VI.11), $I_E(x)$ hat den in Abb. VI.4 angegebenen Verlauf. Für $x > x_v$ ist $I_E(x) = 1$ wie im Punktquellenmodell. Die Abhängigkeit von x_s von y_s wird durch die Gl. (VI.12) bestimmt. Sie hängt von den Parametern M/L und R_{Sch}/R_Q ab. Da für alle x $I_E(x) \leq 1$, ist die Gerade $\bar{E} = \text{const}$ eine obere Grenze für den Verlauf von $\bar{E} I_E(x)$.

Auch im Standardmodell werden also für nicht monotone Funktionen $f_2'(y)$ mehrere Singularitäten vorliegen, die nun aber direkt von den Parametern L/M und R_{Sch}/R_Q abhängen.

VII. Die Topologie der Windlösungen

Die Topologie der Windlösungen wird im Standardmodell eindeutig charakterisiert durch die beiden Gleichungen

$$Z(x, y; R_{\text{sch}}/R_Q, L/M, -\dot{M}/L, \alpha) = 0$$

und

(VII.1)

$$N(x, y; -\dot{M}/L, \alpha) = 0,$$

wobei Z der Zähler und N der Nenner der Windgleichung (VI.7) ist.

Im verallgemeinerten Punktquellenmodell durch die Gleichungen (siehe (V.5)):

$$\bar{Z}(x, y; R_{\text{sch}}/R_Q, L/M, \alpha) = 0$$

und

(VII.2)

$$\bar{N}(y; -\dot{M}/L, \alpha) = 0.$$

Im Schallpunkt (x_s, y_s) schneiden sich die beiden Kurven $N = 0$ und $Z = 0$ bzw. $\bar{N} = 0$ und $\bar{Z} = 0$.

Im Gegensatz zum Punktquellenmodell, wo $\bar{N} = 0$ nur von y abhängt, sind die Gleichungen (VII.1) gekoppelt. Im Punktquellenmodell hängt $\bar{Z} = 0$ nicht von $-\dot{M}/L$ ab. Im Standardmodell ist dagegen wegen des neuen geometrischen Terms g_C/g_G in der Windgleichung (VI.7) $Z = 0$ auch von $-\dot{M}/L$ abhängig.

Ist nur ein Schallpunkt vorhanden, so bilden die beiden Kurven vier Quadranten, in denen das Richtungsfeld positive oder

negative Steigung hat, je nach dem Vorzeichen von $Z(x,y)$ und $N(x,y)$ (siehe Abb. VII.1). Für Werte von x und y , für die die verallgemeinerte Machzahl $M < 1$ ist, ist $N(x,y) < 0$. Für diese Werte von x und y ist dann das Richtungsfeld positiv, falls $Z(x,y) < 0$ und negativ, falls $Z(x,y) > 0$. Für Werte von x und y dagegen, für die $M > 1$, also $N(x,y) > 0$ ist, ist das Richtungsfeld positiv, falls $Z(x,y) > 0$ und negativ, falls $Z(x,y) < 0$.

Durch jeden Schallpunkt gehen nur zwei stetige endliche Lösungen der Windgleichung. Bei ihnen wird gleichzeitig $Z(x_s, y_s) = N(x_s, y_s) = 0$. Sie gehen also beide durch den Schallpunkt (x_s, y_s) . Die eine Lösung hat positive Steigung, das heißt der Wind strömt nach außen, die andere mit negativer Steigung wäre die Lösung für ein auf den Quasar akkretierendes Gas, was in dieser Arbeit nicht behandelt wird. Die übrigen Lösungen gehen nicht durch den Schallpunkt und haben in seiner nächsten Umgebung entweder Steigung null oder unendlich, je nachdem ob $Z(x,y)=0$ und $N(x,y) \neq 0$ oder $N(x,y)=0$ und $Z(x,y) \neq 0$. Diese Lösungen gehen dann nach $\pm \infty$ oder nach Null (Abb. VII.1).

Der genaue Verlauf der Kurven Zähler = 0 und Nenner = 0 der Windgleichung hängt vom Quasarmodell und den 4 Parametern α , R_{Sch}/R_Q , L/M und $-\dot{M}/L$ ab.

In den nächsten Paragraphen werden die Topologien der Lösungen des Standardmodells und des verallgemeinerten Punktquellenmodells analysiert und miteinander verglichen werden.

1. Das Punktquellenmodell

Die Gleichung $\bar{N}(y; -\dot{M}/L, \alpha) = 0$ stellt im Punktquellenmodell eine Gerade dar

$$\tilde{y} = \left(\frac{\beta_i R \beta_i}{c^2 \bar{E}^2} \right)^{1/(1+\beta_i)} \quad (\text{VII.3})$$

(nach (VI.15), (VI.13) und (VI.14), deren Ordinatenwert vom Spektralindex α und $\dot{-M/L}$ gegeben ist. Für ein Spektrum mit $\alpha = 1$ und ohne cutoff (Funktion $f_1(y)$ in Gl. (VI.13)) sind diese Geraden für verschiedene $\dot{-M/L}$ -Werte in Abb. (VII.2) aufgezeichnet. Da $f_1(y)$ keine monotone Funktion ist, kommen für Werte von $\log(\dot{-M/L}) \leq -16.5$ die Geraden für diese $\dot{-M/L}$ -Werte dreimal vor (siehe Kapitel VI.2.2.). Diese Geraden sind gestrichelt gezeichnet.

Die Gleichung $\bar{Z}(x, y; R_{\text{Sch}}/R_Q, L/M,) = 0$ hängt auch von x ab:

$$\tilde{x} = \frac{c^2}{4} \frac{R_{\text{Sch}}}{R_Q} \frac{1}{(R \beta_i \tilde{y}^{1-\beta_i})} \left[1 - \frac{h(\tilde{y})}{4\pi G c^3} \frac{L}{M} \right] \quad (\text{VII.4})$$

Sie ist in Abb. VII.2 für $R_{\text{Sch}}/R_Q = 10^{-5}$ und für verschiedene L/M -Werte eingezeichnet. Für $h(y) = h_T$ (Kapitel III.3) wird $\bar{Z} = 0$ unabhängig von y .

Zu jedem Quasar gehört eine Kurve $\bar{Z} = 0$ und eine Gerade $\bar{N} = 0$. Wo sich die beiden Kurven schneiden, liegt in den Quasaren ein Schallpunkt vor.

Es wird in Paragraph 2 gezeigt, daß durch gewisse Schallpunkte keine selbstkonsistenten Lösungen gehen können.

Die Topologie in der x, y -Ebene vereinfacht sich für monotone $f_i(y)$. Für die Funktion $f_2(y)$ (definiert in (VI.14) verschwindet die Überganszone, es ändert sich aber an dem qualitativen Verlauf von $\bar{Z} = 0$ und $\bar{N} = 0$ nichts. Für monotone $f_i(y)$ liegt aber nun nur ein Schallpunkt vor.

2. Windgleichungen mit mehreren Singularitäten

In diesem Paragraphen werden die Lösungen der Windgleichungen mit mehreren Singularitäten analysiert.

In Abb. VII.3 sind qualitativ die Kurven $\bar{N} = 0$, $\bar{Z} = 0$ eingezeichnet. Die beiden unteren Geraden $\bar{N} = 0$ sind in der Übergangszone. In der Abbildung sind weiterhin die Vorzeichen der Steigungen der Windlösungen eingetragen. Die Vorzeichen berechnet man nach der gleichen Überlegung wie am Anfang dieses Kapitels.

Längs der Kurve $\bar{Z} = 0$ haben Lösungen die Steigung null, längs der Geraden $\bar{N} = 0$ Steigung unendlich.

Es gibt zwei Kriterien K1 und K2, um zu entscheiden, ob die Lösungen selbstkonsistent sind:

K1: mit wachsender Geschwindigkeit muß der Abstand x vom Quasar zunehmen.

K2: wenn die Lösungen unstetig sind und ein Gebiet G_i überspringen, müssen die Stoßbedingungen

$$S_{WA} V_A = S_{WB} V_B \quad (\text{VII.5})$$

und

$$P_A + S_{WA} V_A^2 = P_B + S_{WB} V_B^2 \quad (\text{VII.6})$$

erfüllt sein. Ein plötzlicher Geschwindigkeitsanstieg im Wind kann nur durch einen verkleinerten Gasdruck erfolgen. Ein plötzlicher Strahlungsdruckanstieg als Ursache des Geschwindigkeitssprunges ist nicht möglich, da an der Stoßfront als Folge der Kontinuitätsgleichung (IV.3) $\varrho_w v$ eine Konstante ist. Ein Geschwindigkeitssprung bewirkt also eine Abnahme in der Gasdichte, wodurch der Impulsübertrag vom Strahlungsfeld geringer wird.

Die erste Stoßbedingung ist immer erfüllt, denn mit (IV.4) und (III.8) wird

$$v_{A,B} = E(r) \eta(r) / (c \varrho_{wA,B}) \quad , \quad (\text{VII.7})$$

womit für festes r $\varrho_w v_i = \text{konstant}$ ist. (Im Punktquellenmodell ist $E(r) \equiv \bar{E}$).

Die zweite Stoßbedingung (VII.6) ist mit (III.9) und (VII.7) äquivalent zu

$$H f(y_A) + y_A = H f(y_B) + y_B \quad , \quad (\text{VII.8})$$

wobei $H \equiv R / (c^2 E^2(r))$. Mit (VI.13) ist

$$f(y_{A,B}) = B_{A,B} y_{A,B}^{-\beta_{A,B}} \quad (\text{VII.9})$$

und (VII.8) wird zu

$$H [B_A y_A^{-\beta_A} - B_B y_B^{-\beta_B}] = y_B - y_A \quad . \quad (\text{VII.10})$$

$y_{A,B}$ ist bestimmbar durch (VI.15):

$$y_{A,B}^{-\beta_{A,B}} = H^{-1} y_{A,B} / (\beta_{A,B} \beta_{A,B}) \quad . \quad (\text{VII.11})$$

Damit wird die Stoßbedingung (VII.6) äquivalent zu

$$\beta_A > \beta_B \quad , \quad (\text{VII.12})$$

falls $y_A > y_B$ oder

$$\beta_A < \beta_B \quad , \quad (\text{VII.13})$$

falls $y_A < y_B$.

Nach (VI.13) sind beide Bedingungen immer erfüllt. Solche unstetige Lösungen sind also im Prinzip möglich. Wie aber aus Kapitel VIII folgen wird, sind diese Lösungen optisch dick und also nicht konsistent mit den Annahmen über das Quasarmodell von Kapitel II.

Im Punktquellenmodell müßte der Wind bei $x = 0$ Geschwindigkeit null haben. Da $v \propto y$ müßten die Lösungen infolgedessen alle in G_5 beginnen. Kriterium K1 schließt das aus. Man muß also im Punktquellenmodell stets eine Geschwindigkeit $v > 0$ am Ursprung annehmen, die Lösungen können also nur in G_2 , G_3 oder G_4 ihre Anfangswerte haben.

(i) Lösungen mit Anfangswerten in G_4

Stetige Lösungen mit Anfangswerten in G_4 und zunehmender Geschwindigkeit müssen von G_4 durch den Schallpunkt (x_{S1}, y_{S1})

nach G_6 gehen. Die Endgeschwindigkeiten dieser Art von Lösungen sind dann durch die Bedingung $y_{S1} < y_E < y_{S2}$ festgelegt, d.h. $v_{\max} < c \bar{E} y_{SE}$. Da wie in KMP gezeigt wurde, alle Winde nach dem Schallpunkt ihre Geschwindigkeit nur höchstens verdreifachen, sind solche Lösungen mit Anfangswerten in G_4 möglich.

(ii) Lösungen mit Anfangswerten in G_3

Stetige Lösungen mit Anfangswerten in G_3 können entweder mit Steigung unendlich im Schnittpunkt mit $\bar{N} = 0$ nach G_4 gehen und Lösungen des Typs (i) werden, oder sie können von G_3 nach G_6 gehen. Ihre Steigungen sind negativ in G_3 , null im Schnittpunkt mit der Kurve $\bar{Z} = 0$ und positiv in G_6 .

(iii) Lösungen mit Anfangswerten in G_2

Stetige Lösungen mit Anfangswerten in G_2 und zunehmender Geschwindigkeit gehen von G_2 durch den Schallpunkt (x_{S3}, y_{S3}) nach G_8 .

Es gibt also keine Lösungen, die durch den Schallpunkt (x_{S2}, y_{S2}) gehen.

3. Das Standardmodell

Zur Berechnung der Topologie der Lösungen im Standardmodell gelten dieselben Überlegungen der vorigen Paragraphen dieses Kapitels. Zwei Änderungen treten jedoch ein. Die Gleichung $N(y; -\dot{M}/L, \alpha) = 0$ wird nun zusätzlich x-abhängig

$$\tilde{y} = \left(\frac{\beta_i R \beta_i}{c^2 \bar{E}^2 \Gamma_E^2(\kappa)} \right)^{1/(1+\beta_i)} \quad (\text{VII.14})$$

(nach (VI.11), (VI.13)), (VI.14), und $Z(x, y; R_{Sch}/R_Q, L/M, \dot{-}M/L, \alpha) = 0$ wird zusätzlich $\dot{-}M/L$ abhängig

$$\tilde{x} = -\frac{3}{8\pi} \frac{R_{Sch}}{R_Q} \frac{c^2}{R B_i \tilde{y}^{1-\beta_i}} \left(I_n(\tilde{x}) \frac{d \ln x}{d \ln I_y(x)} \right) \bigg|_{x=\tilde{x}} \left[1 - \frac{g_R}{g_G} \bigg|_{\substack{x=\tilde{x} \\ y=\tilde{y}}} + \frac{g_c}{g_G} \bigg|_{\substack{x=\tilde{x} \\ y=\tilde{y}}} \right] = 0 \quad (VII.15)$$

Die Gleichung $N = 0$ stellt also nur noch im Fernfeld des Quasars eine Gerade dar. Im Nahfeld und im Innern des Quasars hängt die Kurve von $I_E(x)$ ab. Die Kurven $N = 0$ und $Z = 0$ sind in den Abb. VII.4 bis VII.9 für die Funktion $f_1(y)$ Gl. (VI.13) abgebildet. In den Abbildungen VII.4 bis VII.8 sind R_{Sch}/R_Q und M/L fest gewählt. Die Kurven sind für verschiedene $\dot{-}M/L$ Werte aufgetragen.

Vergleicht man die Abbildungen für verschiedene L/M Werte, so sieht man, daß für kleinere L/M -Werte die Kurven $Z = 0$ wie zu erwarten bei kleineren y -Werten anfangen. Da der geometrische Effekt, g_c/g_G proportional zu y^2 ist, ist er deswegen für kleine L/M -Werte klein, und die Geraden $Z = 0$ ähneln dadurch denen des Punktquellenmodells $\bar{Z} = 0$ (Abb. VII.2). Im Thomson-Bereich, bei dem $h(y) \equiv h_T$, wird wie im Punktquellenmodell $Z = 0$ unabhängig von y , solange $g_R/g_G < g_c/g_G$ ist. Wird aber mit wachsendem y $g_c/g_G > g_R/g_G$, so wird $Z = 0$ wieder eine Funktion von y , wie nun gezeigt wird.

Unter Benutzung der Reihenentwicklung für $I_J(x)$ (Anhang XI.2) wird im Fernfeld in Gl. (VII.15)

$$\frac{g_c}{g_G} = 2 \bar{E}^2 \left(\frac{R_{Sch}}{R_Q} \right)^{-1} F(x) y^2 \quad (VII.16)$$

mit

mit

$$F(x) = \frac{2}{5} x^{-1} \quad , \quad (\text{VII.17})$$

(siehe Anhang XI.4) ,

sodaß (VII.15) für $x > x_v$ zu

$$\frac{5}{2} \tilde{x} (\tilde{x} - \tilde{x}_{p.s.}) = \frac{1}{2} c^2 \bar{E}^2 y^2 / (R B_i y^{1-\beta_i}) \quad , \quad (\text{VII.18})$$

wobei $x_{p.s.}$ dem Schallpunkt im Punktquellenmodell entspricht ($x_{p.s.} \equiv x$ in Gleichung (VII.4)). Die Lösung dieser Gleichung ist

$$\tilde{x} = \frac{\tilde{x}_{p.s.}}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{8}{5} \bar{E}^2 c^2 \frac{y^2}{R B_i \tilde{y}^{1-\beta_i}} \frac{1}{\tilde{x}_{p.s.}^2}} \right) \quad . \quad (\text{VII.19})$$

Ist aber der Ionisationsgrad klein, so ist

$$\tilde{x} \approx \tilde{x}_{p.s.} \quad (\text{VII.20})$$

und die Kurven $Z = 0$ ähneln denen des Punktquellenmodelles Abb. VII.2. Ist dagegen y groß, so ist (da $\beta_i \approx 1$)

$$\tilde{x} \propto \tilde{y} \quad , \quad (\text{VII.21})$$

so daß die Kurven $Z = 0$ für große Ionisationsparameter von denen des Punktquellenmodelles abweichen.

Will man wieder den Übergang zur Punktquelle $R_Q \rightarrow 0$ machen, so ist wegen $\tilde{x} \propto \tilde{x}_{p.s.} + \tilde{y}$ ($A = \text{const}$) und $\tilde{x}_{p.s.} \propto R_{Sch}/R_Q$

$$\frac{d\tilde{y}}{d\tilde{x}} = \infty \quad (\text{VII.22})$$

wie in Abb. (VII.2) .

4. Steigung der Lösungen in den Schallpunkten

Um eine stetige Lösung der Windgleichung (VI.7) zu erhalten, ist es günstiger, sie vom Schallpunkt aus nach außen und nach innen zu integrieren. Dazu braucht man die Steigung der Lösung im Schallpunkt. Nach Anwendung der Regel von L'Hopital erhält man

$$\left. \frac{dy}{dx} \right|_{\substack{x=x_s \\ y=y_s}} = \frac{y^2}{4x} \sqrt{-\frac{8}{y^2} G(x)} \quad (\text{VII.23})$$

mit

$$G(x) = \begin{cases} -2 \frac{d \ln I_g(x)}{d \ln x} + x \frac{d}{dx} \left[\frac{d \ln I_g(x)}{d \ln x} \right] & x < 1 \\ \frac{d \ln I_g(x)}{d \ln x} + x \frac{d}{dx} \left[\frac{d \ln I_g(x)}{d \ln x} \right] & 1 \leq x \leq x_v \\ -2 & x > x_v \end{cases} \quad (\text{VII.24})$$

Für $x > x_v$ ist nach (V.3) $d \ln I_g(x) / d \ln x = -2$, so daß $G(x < x_v)$ in $G(x > x_v)$ übergeht. Die Funktion $G(x)$ ist in Abb. VII.10 dargestellt. Für $x > 2$ ist $G(x)$ schon praktisch gleich -2 , die Steigung am Schallpunkt ist dann $dy/dx = \frac{y}{x}$ wie im Punktquellenmodell.

5. Die Lösungen

In Abb. VII.11 sind einige charakteristische Windlösungen dargestellt, die im folgenden erläutert werden.

Für $-M/L \leq 10^{-20}$ sind die Lösungen im Bereich der Thomson Streuung (Kap. VI.2.2). Dort sind, wie unten gezeigt wird, die Lösungen unabhängig vom Verhältnis Massenrate zu Leuchtkraft.

Um das zu zeigen wird die Windgleichung skaliert. Schreibt man

$$x = p_x X, \quad y = p_y Y \quad (\text{VII.25})$$

mit

$$p_x = \frac{c^2}{4} \frac{R_{sch}}{R_Q} \frac{1}{\beta_i R \beta_i p_y^{1-\beta_i}} \quad (\text{VII.26})$$

$$p_y = \left(\frac{\beta_i R \beta_i}{c^2 \bar{E}^2} \right)^{1/(1+\beta_i)}, \quad h(y_c) = \left(\frac{L/M}{4\pi G c^3} \right)^{-1},$$

so folgt aus (IV.21), (IV.16) bis (IV.19) und (VI.13)

$$\frac{dY}{dX} = \frac{Y}{X} \frac{\frac{1}{\beta_i} \left(-\frac{1}{2} \frac{d \ln I_E(p_x X)}{d \ln X} \right) - \frac{I_E(X)}{I_E(p_x)} \frac{Y^{\beta_i-1}}{X} \left[1 - \frac{h(p_y Y)}{h(y_c)} + \frac{1}{2} \frac{I_E(p_x X)}{I_E(X)} I_E(p_x^{-1}) X^2 Y^2 \frac{d I_E(p_x X)}{d X} \right]}{I_E^2(p_x X) Y^{1+\beta_i} - 1} \quad (\text{VII.27})$$

Ist wie im Thomsonbereich $\beta_i = 1$ und $h(y) = h_T = \text{konstant}$, so wird (VII.27) unabhängig von p_y . Aus (IV.4) und (IV.23) folgt

$$v \propto \bar{E} I_E(x) y = \bar{E} I_E(x) p_y Y \propto I_E(x) Y \quad (\text{VII.28})$$

Da die Lösung Y von f_y unabhängig ist, ist damit die Geschwindigkeit im Thomson Bereich unabhängig von $\bar{E} \propto -\dot{M}/L$. Diese Lösungen sind im oberen Teil der Abb. VII.11 für verschiedene L/M -Werte dargestellt. Zu beachten ist, daß der Schallpunkt stets innerhalb des Quasars ist (siehe dazu auch Kap. IX.1, wo es

analytisch gezeigt wird). Rückt der Schallpunkt mit abnehmenden L/M -Werten nach draußen, so verhalten sich die Lösungen mehr und mehr wie im Punktquellenmodell: nach dem Schallpunkt sind die Winde hauptsächlich druckgetrieben und der Geschwindigkeitsanstieg ist sehr klein. Vor dem Schallpunkt dagegen fallen sie stark ab. Wenn sie das Gebiet der Thomsonstreuung verlassen, ist der Geschwindigkeitsabfall außerhalb des Quasars gering. Innerhalb des Quasars ist die Ionisation konstant $y = y_I$ und ihre Geschwindigkeit nimmt proportional zu $I_E(x) \propto \frac{1}{x}$ ab. y_I wird bei allen Lösungen durch die Bedingung $g_R \geq g_G$ bestimmt, also ist mit $h(y) = C y^{-1}$ (Kapitel III. 3)

$$y_I \leq \frac{C}{4\pi G c^2} \frac{L}{M} \quad . \quad (VII.29)$$

Dabei ist

$$L/M \leq (L/M)_E \quad (VII.30)$$

definiert in (III.28). Außerhalb des Bereiches der Thomsonstreuung aber wird (VII.27) durch $h(y)$ wieder y -abhängig und damit auch ihre Geschwindigkeit. Deswegen spalten sich die beiden unteren Lösungen von Abb. VII.11 für verschiedene $\dot{M}/L$ -Werte auf.

VIII. Selbstkonsistente Lösungen: Nachprüfen der Verträglichkeitsbedingungen

Die Annahmen, die zur Herleitung der Windgleichung gemacht werden (Kapitel II.4) müssen nun anhand der Lösungen geprüft

werden; sonst sind die Lösungen nicht selbstkonistent.

1. Die optische Tiefe

Als erstes muß geprüft werden, ob die optische Tiefe des Kontinuums und der Elektronenstreuung kleiner als eins sind. Dazu werden die Säulendichten von Wasserstoff N_{HI} und der freien Elektronen N_e berechnet. Damit die optische Tiefe in beiden Fällen kleiner als eins ist, muß $N_{\text{HI}} \leq 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ sein, um an der Lyman-Kante optisch dünn zu sein; für Elektronen muß $N_e \leq 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ sein. Für eine Abschätzung von N_e kann man annehmen, das Gas bestehe nur aus Wasserstoff. Das überschätzt N_e , da Helium, das nun durch Wasserstoff ersetzt wird, ein höheres Ionisationspotential hat, und auch wenn voll ionisiert weniger Elektronen pro Masseneinheit gibt. Für die Säulendichte neutralen Wasserstoffes ist

$$N_{\text{HI}} = \int_0^\infty n_{\text{HI}} dx = Z R_Q \int_0^\infty (1-z) \frac{\rho_w}{m_p} dx \quad . \quad (\text{VIII.1})$$

Z ist der Wasserstoffmassenanteil, z der Ionisationsgrad von Wasserstoff. Um das Integral auszuwerten, muß man ρ_w und $1-z$ als Funktionen von x und y darstellen. Aus (IV.3) und (IV.18) folgt

$$\rho_w = \frac{3}{8\pi G} \frac{R_{\text{Sch}}}{R_Q} \frac{1}{R_Q} \frac{L}{M} \frac{I_3(p_x X)}{I_3(p_y Y)} / (c p_y Y) \quad , \quad (\text{VIII.2})$$

(f_x , f_y sind in (VII.26) definiert).

Wie in KMP gezeigt (dortige Gleichung (VI.6)), kann man für y Werte $1 > \log y > -11$ $1-z$ approximieren durch

$$1-z = 5 \cdot 10^{-14} / (f_y y) . \quad (\text{VIII.3})$$

Damit wird

$$N_{\text{HI}} = \frac{1.5 \cdot 10^{-13}}{8\pi G c} \frac{z}{m_p} \frac{R_{\text{Sch}}}{R_Q} \frac{L}{M} \frac{f_x}{f_y^2} \int_0^\infty \frac{I_1(f_x X)}{y^2} dX \quad (\text{VIII.4})$$

und das Integral kann durch die Lösung $Y(X)$ für verschiedene f_x -Werte bestimmt werden.

Für die Säulendichte der freien Elektronen erhält man

$$N_e = \int_0^\infty z \frac{\rho_v}{m_p} dr = \frac{3}{8\pi G c m_p} \frac{R_{\text{Sch}}}{R_Q} \frac{L}{M} \frac{R_Q}{f_y} \int_0^\infty \frac{z I_1(f_x X)}{Y} dX . \quad (\text{VIII.5})$$

Berechnet man die Säulendichten für verschiedene Parameter L/M und $\dot{M}/M$, so erhält man das in Abb. VIII.1 dargestellte Ergebnis. Optisch dünne Lösungen haben ein $(L/M) > (L/M)_E = 8.7 \cdot 10^4 \text{ ergs sec}^{-1} \text{ g}^{-1}$ und ein $\dot{M}/L \leq 10^{-20}$. Für Werte von $\dot{M}/L \leq 3 \cdot 10^{-19}$ werden die Winde durch Thomsonstreuung beschleunigt (Gleichung (VI.16)). Alle optisch dünnen Winde befinden sich in diesem Bereich.

Für große L/M -Werte sind, wie im folgenden Kapitel IX gezeigt werden wird, die Geschwindigkeiten $v^2 \propto L/R_Q$, so daß $y \propto v \frac{(L/R_Q)^{1/2}}{\dot{M}/L}$ ist. Damit wird $N_{\text{HI}} \propto \left(\frac{\dot{M}/M}{L/M}\right)^2$, wie in der Abbildung zu sehen ist. Für kleinere L/M -Werte dagegen haben die Lösungen vor dem Schallpunkt einen starken Abfall (siehe Abb. VII.11); der Hauptbeitrag zur Säulendichte wird durch den in (VII.29) definierten $y \approx y_I$ Wert gegeben. Da y_I ungefähr proportional $(L/M)_E$ ist, wird damit ungefähr $N_{\text{HI}} \propto (L/M)_E$ und ist unabhängig von $\dot{M}/L$.

Aus Beobachtungen weiß man, daß bei den meisten Quasaren die Materie in den Absorptionslinien und Emissionslinien optisch dünn ist. Wir wissen aber nicht, ob die Materie auch im Quasarinnern optisch dünn ist. In Abb. VIII.1 sind gestrichelt die Werte von L/M und $-\dot{M}/M$ eingezeichnet, bei denen die Winde außerhalb des Quasars optisch dünn, aber innerhalb optisch dick sind. Man sieht, wie empfindlich die Lösungen gegenüber kleinen Änderungen an den Parametern sind.

Nur diese optisch dünnen Lösungen kann man weiter betrachten. Ob sie selbstkonsistent sind oder nicht, wird von den übrigen Verträglichkeitsbedingungen gezeigt.

2. Die Winddichte

Zur Herleitung der Windgleichung wurde angenommen, daß die Windmasse keinen Beitrag zur gravitierenden Masse leistet. Es soll nun deswegen geprüft werden, ob für alle r

$$\varrho_w(r) \ll \varrho_G \quad (\text{VIII.6})$$

ist.

Nach Anhang XI.2 ist $\varrho_G = \frac{3}{4\pi} \frac{M}{R_Q^3}$. Mit (VIII.2) wird also die Bedingung (VIII.6) äquivalent zu

$$\frac{I_E(x)}{x} y > \frac{R_Q}{3c^2} \frac{L}{M} \quad (\text{VIII.7})$$

oder da $I_E(x)/x = 1/3 I_J(x)$

$$\frac{y}{I_J(x)} > \frac{R_Q}{c^2} \frac{L}{M} \quad (\text{VIII.8})$$

Im Bereich der Thomsonstreuung ist $y = y_T \geq 2 \cdot 10^{-5}$ (Kap. II.3); für $I_J(x)$ gilt nach Anhang XI.2.3. $0.5 < I_J(x) < 1$. Also ist $y/I_J(x) = 10^{-6}$. Nimmt man einen Quasarradius $R_Q \approx 0.1$ pc und $L/M \geq (L/M)_E : 8.7 \cdot 10^4 \leq (L/M) \leq 10^6$, so ist $R_Q / c^3 M \approx 10^{-9}$, also ist stets $\varphi_w(r) \ll \varphi_G$.

3. Die charakteristische Zeitskala des Windes

Es wurden nur stationäre Zustände des Windes betrachtet. Damit diese Annahme mit den Lösungen konsistent ist, muß die charakteristische Zeitskala des Windes τ mal der Massenrate $-\dot{M}$ kleiner als die gravitierende Masse M sein. Darüberhinaus muß τ kleiner als die Lebensdauer des Quasars sein.

Für Windgeschwindigkeiten von $v \leq 10^{-1} c$ braucht der Wind $\tau \geq 10^{6.5}$ Jahre um die Entfernungen von 100 kpc zu erreichen, bei denen man die Absorptionslinien sieht. τ ist also viel kleiner als die Lebensdauer des Quasars $\tau_{QSO} = 10^9$ Jahre.

Wie in Paragraph 1 gezeigt wurde, ist für optisch dünne Winde $-\dot{M}/L \leq 10^{-20}$. Damit ist

$$-\dot{M} \tau \leq 10^{40} L_{46} \quad , \quad L_{46} \equiv 10^{-46} L \quad . \quad (\text{VIII.9})$$

Für Quasarmassen von 10^8 bis 10^{10} Sonnenmassen $M = 2 \cdot 10^{41}$ bis $2 \cdot 10^{43}$ g. Die gravitierende Masse ist also immer größer als $-\dot{M} \tau$.

4. Der lokale Windimpuls

Der Impuls, der durch die Massenabgabe der lokalen Quellen im Quasar dem ausströmenden Wind zugeführt wird, wurde als vernachlässigbar klein angenommen. Diese Annahme soll nun geprüft werden.

Die Materie im Punkt r , die von der Massenquelle q_m erzeugt wird, soll die mittlere Geschwindigkeit $\bar{v}$ haben. Dann ist der Impuls pro sec in einer Massenschale $4\pi \bar{r}^2 \Delta \bar{r}$ um die Massenquelle $q_m \cdot \bar{v} 4\pi \bar{r}^2 \Delta \bar{r}$. Mit der Definition von q_m (II.3) und $\rho_G = \frac{3}{4\pi} \frac{\dot{M}}{R_q^3}$ (Anhang XI.2) wird

$$q_m \bar{v} 4\pi \bar{r}^2 \Delta \bar{r} = 3 \left(\frac{-\dot{M}}{R_q^3} \right) \bar{r}^2 \Delta \bar{r} \bar{v} = 3 (-\dot{M}) \bar{x}^2 \Delta \bar{x} \bar{v} \quad \text{g cm}^{-1} \text{sec}^{-2}. \quad (\text{VIII.10})$$

Der Windimpuls pro sec im Punkt r dagegen berechnet sich aus $-\dot{M}(r)v$. Mit $-\dot{M}(r) = -\dot{M} x^3$ (Anhang XI.2) wird

$$-\dot{M}(r)v = -\dot{M} x^3 v \quad (\text{VIII.11})$$

Damit also der von den lokalen Quellen abgegebene Impuls klein ist, muß

$$\frac{\bar{v}}{v} \ll \frac{x^3}{3 \bar{x}^2 \Delta \bar{x}} \quad (\text{VIII.12})$$

Nimmt man an, daß $\bar{v} < v$ ist, dann ist die Ungleichung erfüllt für $\bar{x}^2 \Delta \bar{x} \ll x^3$. Stellt man sich also vor, die Massenabgabe erfolge durch explodierende Supernovae, dann müßte die Dicke der Massenschale, die die ausgeschleuderte Materie enthält, klein sein gegenüber x . Das ist erfüllt außerhalb der nächsten Umgebung des Quasarkerns um $x = 0$.

IX. Parameter für das Quasarinnere

Wie aus dem vorigen Kapitel zu folgern ist, sind nur die Windlösungen selbstkonsistent, die durch Thomsonstreuung beschleunigt werden. Die Parameterwerte für diese Lösungen sind $L/M \geq 8.7 \cdot 10^4 \text{ ergs sec}^{-1} \text{ g}^{-1}$ und $\dot{M}/L \leq 10^{-20} \text{ sec}^2 \text{ cm}^{-2}$. In diesem Kapitel sollen für diese Lösungen analytische Darstellungen hergeleitet werden und daraus Folgerungen für die Parameter des Quasarinnern gezogen werden. Anhand der analytischen Darstellungen werden einige Aspekte der Lösungen in Abb. VII.11 besser verständlich werden.

1. Analytische Integration der Lösungen im Bereich der Thomsonstreuung

Im Bereich der Thomsonstreuung ist nach (III.15) die Schallgeschwindigkeit eine Konstante: $v_s^2 = RB_i$. Unter Verwendung von (VI.13), (VI.14) und (IV.6) wird die Windgleichung (IV.1) zu

$$\frac{dv}{dx} \left(v - \frac{v_s^2}{v} \right) = -v_s^2 \frac{1}{I_E(x)} \frac{dI_E(x)}{dx} - \frac{v_s^2}{x} \frac{d \ln I_A(x)}{d \ln x} - \frac{c^2}{2} \frac{R_{sh}}{R_Q} \frac{I_A(x)}{4\pi/3} \frac{1}{x^3} + \frac{h_\tau(L/h)}{4\pi G c} \frac{R_{sh}}{R_Q} \frac{I_A(x)}{4\pi/3} \frac{1}{x^2} \quad (\text{IX.1})$$

Für $x < 1$ ist $I_E^{-1}(x) dI_E(x)/dx = (1 - d \ln I_J(x)/d \ln x) x^{-1}$, so daß

$$\frac{dv}{dx} \left(v - \frac{v_s^2}{v} \right) = -R B_i \left(2 \beta_x x + \frac{1}{x} \right) \quad (\text{IX.2})$$

mit Schallpunkt in

$$x_s = (-2 p_x)^{-1/2} \quad (\text{IX.3})$$

(f_x ist nun definiert als $p_x = \frac{c^2}{4} \frac{R_{sch}}{R_a} \frac{1}{v_s^2} \left[1 - \frac{L/M}{(L/M)_E} \right]$).

Ein reeller Schallpunkt in $0 < x_s < 1$ bedeutet also $f_x < 0$ oder

$$\frac{L}{M} > \left(\frac{L}{M} \right)_E, \quad (\text{IX.4})$$

wobei

$$(L/M)_E = \left[h_T / (4\pi G c^3) \right]^{-1} \quad (\text{IX.5})$$

wie in (III.28) definiert. (IX.3) und (IX.4) besagen, daß mit wachsendem L/M der Schallpunkt weiter in das Quasarinnere rutscht, wie aus Abb.VII.11 zu entnehmen ist.

Für $x \geq 1$ ist $I_E^{-1}(x) dI_E(x)/dx = - (2 + d \ln I_J(x)/d \ln x) x^{-1}$, so daß aus (IX.1) folgt

$$\frac{dv}{dx} \left(v - \frac{v_s^2}{v} \right) = - v_s^2 \left(\frac{2 p_x}{x^2} - \frac{2}{x} \right) \quad (\text{IX.6})$$

mit Schallpunkt in

$$x_s = p_x. \quad (\text{IX.7})$$

Nun ist also $f_x > 0$ oder

$$\frac{L}{M} < \left(\frac{L}{M} \right)_E. \quad (\text{IX.8})$$

Die Integration von (IX.2) vom Schallpunkt bis zur Quasaroberfläche ergibt

$$v_Q^2 - 2 v_s^2 \ln \frac{v_Q}{v_s} = v_s^2 \left(\frac{1}{x_s^2} + 2 \ln x_s \right) . \quad (\text{IX.9})$$

Da für $x_s \ll 1$ $v_Q \gg v_s$ (siehe Abb. VII.11) wird

$$v_Q^2 \approx 2 v_s^2 \left[-\frac{1}{x_s} + \ln x_s \right] . \quad (\text{IX.10})$$

Die Integration von (IX.6) von der Quasaroberfläche bis zu einer Geschwindigkeit v_E ($x = x_E$) ergibt

$$v_E^2 - 2 v_s^2 \ln \frac{v_E}{v_Q} = v_s^2 \left(\frac{2}{x_s^2} \left[1 - \frac{1}{x_E} \right] + 4 \ln x_E \right) + v_Q^2 . \quad (\text{IX.11})$$

Da wiederum $v_E \gg v_s$ ist, $x_E^{-1} \ll 1$ (die Absorptionslinien werden bei Entfernungen von $r_E \approx 10^3 \dots 10^4$ pc 'beobachtet'), wird

$$v_E^2 \approx 4 v_s^2 \left[-\frac{1}{x_E} + \ln x_E \right] + v_Q^2 . \quad (\text{IX.12})$$

Setzt man (IX.10) ein, so erhält man

$$v_E^2 \approx 3 v_Q^2 + 4 v_s^2 \left[-\ln x_s + \ln x_E \right] . \quad (\text{IX.13})$$

Da $x_s \ll 1$, ist für nicht zu große Entfernungen x_E

$$v_E^2 \approx 3 v_Q^2 \quad (\text{IX.14})$$

wie in Abb. VII.11 bestätigt.

2. Parameter für das Quasarinnere

Bevor Folgerungen aus der analytischen Form der Lösungen gezogen werden, um das Quasarmodell anhand von Beobachtungsdaten zu testen, sollen die Parameter ermittelt werden, die zu Winden mit Geschwindigkeiten weit über die Schallgeschwindigkeit führen. Dazu werden die genauen Gleichungen (VIII.10) und (VIII.11) benutzt. Das Ergebnis ist in Abb. IX.1 dargestellt, wo die Linien konstanter Geschwindigkeit eingetragen sind. Die Endgeschwindigkeiten sind unabhängig vom Verhältnis Massenrate zu Leuchtkraft $\dot{M}/L$ wie in Kapitel VII.5 gezeigt und auch aus (VIII.10) und (VIII.11) direkt ersichtlich. Für gegebene Leuchtkraft und Masse, je kompakter der Quasar, desto größer die Windgeschwindigkeiten. Das ist so, da für höhere Winddichten das Gas mehrfach ionisiert und rekombiniert, wodurch mehr Impuls vom Strahlungsfeld absorbiert wird. Je größer die Werte von R_{Sch}/R_Q sind, d.h. je kompakter der Quasar ist, desto sensibler werden (aus demselben Grund wie oben) die Windgeschwindigkeiten gegenüber Leuchtkraftvariationen.

X. Vergleich mit Beobachtungen

1. Korrelation zwischen Leuchtkraft und Windgeschwindigkeit

Wenn Strahlungsdruck tatsächlich eine wichtige Rolle für die Beschleunigung der Winde spielt, so müßte eine Korrelation zwischen Windgeschwindigkeit und anderen von der Theorie vorhergesagten Parameter durch Beobachtungsdaten bestätigt werden.

1.1. Theoretische Korrelation

Relativistische Winde haben einen Schallpunkt $x_s \ll 1$.

Nach (IX.3) bedeutet das $L/M \gg (L/M)_E$, so daß

$$-p_x \approx \frac{c^2}{4} \frac{1}{v_s^2} \frac{R_{Sch}}{R_Q} \frac{L/M}{(L/M)_E} \quad (X.1)$$

Von (IX.10) und (IX.14) wird damit, da für relativistische Winde $\ln x_s$ ist,

$$\left(\frac{v_E}{c}\right)^2 = \frac{3}{2} \frac{R_{Sch}}{R_Q} \frac{(L/M)}{(L/M)_E} = \frac{3G}{c^2 (L/M)_E} \frac{L}{R_Q}, \quad (X.2)$$

so daß

$$\frac{v_E}{c} \propto (L/R_Q)^{1/2}. \quad (X.3)$$

Für Winde mit geringeren Geschwindigkeiten aber, die Schallpunkte in der Nähe der Quasaroberfläche haben, ist $(L/M) \geq (L/M)_E$, so daß man f_x nicht wie oben approximieren kann. Deswegen ist

$$\left(\frac{v_E}{c}\right)^2 = \frac{3}{2} \frac{R_{Sch}}{R_Q} \left[\frac{L/M}{(L/M)_E} - 1 \right] \quad (X.4)$$

Nun ist

$$\frac{v_E}{c} \propto \left(\frac{L/R_Q}{(L/M)_E} - \frac{M}{R_Q} \right)^{1/2}. \quad (X.5)$$

Für Winde noch geringerer Geschwindigkeit ist der Schallpunkt außerhalb des Quasars; die Integration von (IX.6) führt zu

$$v_E^2 = 4 v_s^2 \left(\frac{x_s}{x_E} + \ln \frac{x_E}{x_s} \right) - 3 v_s^2, \quad (X.6)$$

wobei nun $x_s = f_x$. Nun hängen die Endgeschwindigkeiten stärker von der Endentfernung x_E ab.

Für gegebene Masse und Radius hat man also eine Korrelation zwischen Windgeschwindigkeit und Leuchtkraft gefunden. Trägt man für hypersonische Winde $\beta = v_E/c$ logarithmisch gegen L auf, so erhält man eine Gerade der Steigung 0.5. Geht man aber zu Winden geringerer Geschwindigkeit über, so hängen sie auch von der Masse M ab und die durch (X.2) gegebene Gerade wird durch den Zusatzterm $-M/R_Q$ verringert.

Je größer die Masse, desto stärker fällt die Kurve ab. Um die theoretische Korrelation mit Beobachtungsdaten zu testen, werden die Windgeschwindigkeiten für Parameter berechnet, die man aus Beobachtungen entnommen hat. Ohne die Parameter viel zu variieren, müßten dann die Geschwindigkeiten mit den beobachteten Geschwindigkeiten der Absorptionssysteme übereinstimmen. Für die Kurven in Abb. (X.1) wurden deswegen zwei Radien $R_Q = 0.1$ pc und 0.01 pc und drei Massen $M = 10^8, 10^9, 10^{10} M_\odot$ gewählt.

1.2. Experimentelle Korrelation

Die Punkte und Kreuze in der Abbildung (X.1) stellen Beobachtungsdaten dar. Jeder Punkt und jedes Kreuz stellt die Geschwindigkeit eines Absorptionssystems dar. Punkte gehören zu Quasaren, die nur ein Absorptionssystem haben, Kreuze

dagegen zu Quasaren, die mehrere solcher Systeme haben. Die Kreuze, die zu einem Quasar gehören, sind durch eine Linie miteinander verbunden. Die Geschwindigkeit der Absorptionslinien wurde aus der Rotverschiebungsdifferenz zwischen Emissions- und Absorptionslinien berechnet unter der Annahme, daß alle Absorptionssysteme mit dem Quasar assoziiert sind (O'Dell, Perry, 1978). Die theoretischen Kurven bilden eine gute Umhüllende für die Beobachtungsdaten. Der starke Abfall der Kurven für Winde geringerer Geschwindigkeiten zeigt, wie sensibel die Geschwindigkeiten gegenüber sehr kleinen Leuchtkraftvariationen sind. Verschiedene Absorptionssysteme eines einzelnen Quasars könnte man durch kleine Leuchtkraftvariationen erklären, die der Quasar im Laufe seiner Lebenszeit erlitten hat. Das müßte man durch eine Störungsanalyse nachprüfen.

Die Korrelation ist ein weiterer Hinweis dafür, daß wenigstens die meisten Absorptionslinien mit Quasaren assoziiert sind und nicht in dazwischenliegenden Galaxienhalos entstehen.

2. Das Problem der Windmasse

Die theoretische Korrelation stimmt gut mit den Beobachtungen überein, so daß man dadurch glauben kann, das Standardmodell sei nicht zu weit von der 'Wahrheit' entfernt. Man möchte aber das Modell auch anhand anderer Beobachtungsdaten testen.

Aus der Theorie erhält man als Bedingung für optisch dünne Winde, daß $\dot{M}/L \leq 10^{-20} \text{ sec}^2/\text{cm}^2$ sein muß. Leider können wir die totale Massenabgabe des Quasars $\dot{M}$ nicht direkt beobachten.

Man kann aber die Folgerungen 'sehen', die die Massenabgabe des Quasars hat.

Was wir beobachten, sind die Säulendichten N der Absorptionssysteme und den Verlauf des Quasarspektrums in einigen Wellenlängenbereichen, aus dem man dann den ganzen Spektralverlauf extrapoliert. Außerdem kann man statistisch festlegen, wie viele Absorptionssysteme im Mittel ein Quasar hat.

Man kann sich vorstellen, daß die sphärisch symmetrischen Dichtewellen, die sich aus den ausströmenden Winden bilden (Mestel et al., 1976), instabil sind vor allem wenn sie zum Beispiel in ein intergalaktisches Gas um den Quasar hineinströmen. Dann würden die Absorptionssysteme nur Fragmente von Massenschalen sein. Die Gesamtmasse aller Absorptionssysteme, die zu einem Quasar gehören, berechnet sich dann zu

$$M_r = 4\pi r^2 \xi N m_p \quad , \quad (X.7)$$

N ist die Säulendichte, m_p die Protonmasse und

$$\xi = \frac{\Omega}{4\pi} \quad (X.8)$$

soll den Bruchteil desjenigen Raumwinkels darstellen, der mit Materie ausgefüllt ist. Wenn $\xi = 1$ ist, ist das Absorptionssystem eine Massenschale, und die Wahrscheinlichkeit, daß wir das System sehen ist gleich 1. Ist $\xi = 1/2$, dann füllt das Absorptionssystem nur die Schale einer Halbkugel aus und die Wahrscheinlichkeit, daß es auf unserer Sichtlinie zum Quasar ist, ist gleich 1/2. Ist schließlich $\xi > 1$, dann sehen wir auf unserer Sichtlinie mehr als ein Absorptionssystem.

Wenn also die mittlere Anzahlldichte der Absorptionssysteme pro Quasar A bekannt ist, dann ist auch ξ bekannt. In (X.7) ist also r die einzige Größe, die man nicht direkt beobachten kann.

Diese Masse möchte man mit der Masse vergleichen, die in den theoretischen Winden vorhanden ist. Die Gesamtmasse ist hier

$$M_{\tau}^h = \int \rho_w(r') d^3r' = -\frac{\dot{M}}{v} \int_{R_2}^{\tau} dr' \leq 10^{-20} \frac{\dot{M}}{v} L \equiv 10^{-20} \eta \frac{\dot{M}}{v} L \quad (\text{X.9})$$

($\eta \leq 1$).

Dabei wurden die Kontinuitätsgleichung und die Bedingung $-\dot{M} \leq 10^{-20} L$ benutzt.

Als Bedingung, daß die theoretischen Massen ausreichen, um aus ihnen die Absorptionssysteme zu bilden, gilt $M_T^{\text{th}} \geq M_T$, so daß

$$\xi \leq \frac{10^{-20} L \eta \tau}{4\pi r^2 v N m_p} \quad (\text{X.10})$$

oder mit $L = 10^{46} L_{46}$, $v = 10^{-1} c v_-$, $N = 10^{17} N_{17}$

$$\xi \leq 10^{22} \eta \frac{L_{46}}{v_{-1c} N_{17}} \frac{1}{\tau} \quad (\text{X.11})$$

Um ξ mit der mittleren Anzahlldichte der Absorptionssysteme pro Quasar vergleichen zu können, muß man r kennen.

Die Entfernung r kann man nur indirekt aus der Existenz oder Nichtexistenz von Feinstrukturlinien z.B. von CII und SiII abschätzen, unter der Annahme diese Feinstrukturniveaus

seien durch die Infrarotstrahlung des Quasars angeregt worden (Bahcall, Wolf, 1968).

Man kann r aber auch durch detaillierte Berechnungen von Ionisationszuständen von Materie unter dem Einfluß einer Kontinuumsstrahlung (die Quasarstrahlung) abschätzen.

Die erste Methode hat zum Nachteil, daß der Infrarotanteil der Kontinuumsstrahlung der meisten Quasare nicht bekannt ist. Nach Bahcall und Wolf ist

$$r^2 \propto \frac{C_{\text{IR}}}{\nu_{\text{IR}}^{\alpha_{\text{IR}}}} \quad , \quad (\text{X.12})$$

wobei C_{IR} der ν -unabhängige Anteil des Flusses im Infrarotgebiet ist: $C_{\text{IR}} = 4\pi r^2 F_{\text{IR}} \nu_{\text{IR}}^{\alpha_{\text{IR}}}$. Mit dem beobachteten Fluß $F_{\nu} = \frac{C}{4\pi r^2} \frac{1}{\nu^{\alpha}}$ erhält man

$$F_{\text{IR}} = \varepsilon F_{\nu} \quad , \quad \varepsilon = \frac{C_{\text{IR}}}{C} \frac{\nu^{\alpha}}{\nu_{\text{IR}}^{\alpha_{\text{IR}}}} \quad , \quad (\text{X.13})$$

so daß

$$\frac{C_{\text{IR}}}{\nu_{\text{IR}}^{\alpha_{\text{IR}}}} = \frac{\varepsilon C}{\nu^{\alpha}} \quad . \quad (\text{X.14})$$

Wenn $C = C_{\text{IR}}$ und $\alpha = \alpha_{\text{IR}}$, dann ist $\varepsilon = (\nu/\nu_{\text{IR}})^{\alpha}$. Wenn aber $C \neq C_{\text{IR}}$ und $\alpha \neq \alpha_{\text{IR}}$, dann macht man in der Bestimmung von r einen Fehler. Da bei den wenigen Quasaren wie 3C273, bei denen man die Strahlung im Infraroten gemessen hat, $C_{\text{IR}} > C$ ist, ist

$\varepsilon > (\nu/\nu_{\text{IR}})^{\alpha}$. Für diese Abschätzungen von r erhält man Werte von ~ 10 pc. Wenn man den unbekannten Fehler in ε mitberechnet, wird

$$r > 10 \text{ pc} \quad . \quad (X.15)$$

Die zweite Methode, r abzuschätzen, geht über den Ionisationsparameter y . Wenn $F^* = \frac{C^*}{4\pi r^2} \frac{1}{\nu^{\alpha}}$ der Fluß im Ultravioletten ist, der für die Ionisation der Atome zuständig ist, ist

$$r^2 \propto \frac{C^*}{n y} \quad . \quad (X.16)$$

y beobachtet man. Die Dichte der Absorptionssysteme kann man wiederum aus der Existenz oder Nichtexistenz von Hyperfinespekturlinien abschätzen unter der Annahme, die Niveaus seien durch Stöße angeregt worden. F^* kann man aber wiederum bei den meisten Quasaren nicht beobachten. Man extrapoliert deswegen von dem Fluß $F = \frac{C}{4\pi r^2} \frac{1}{\nu^{\alpha}}$, den man beobachtet, in den ultravioletten Bereich. Das ist berechtigt, so weit die Absorptionssysteme optisch dünn sind im Kontinuum. Dann ist $C^* = C$ und man erhält als typische Entfernungen (falls n richtig abgeschätzt ist)

$$r \approx 100 \text{ kpc} \quad . \quad (X.16)$$

Es gibt aber einige Beobachtungen, die darauf schließen lassen, daß zumindest einige Quasare eine optische Tiefe an der Ly-Kante von $\tau \leq 10$ haben. Dann würde im wesentlichen $C = C^* e^{-\tau}$ sein und für $\tau \leq 10$ würde r um einen Faktor $7 \cdot 10^{-3}$ abnehmen:

$$r \approx 7 \cdot 10^2 \text{ pc} \quad (X.18)$$

Mit diesen Werten von r erhält man für

$$\xi = (3 \cdot 10^{-2} \dots 15) \eta \frac{L_{44}}{v_{1c} N_{12}} \quad (X.19)$$

Die Streuung der ξ Werte ist also sehr hoch. Man kann aber vergleichen, ob ξ innerhalb der Beobachtungswerte liegt, das heißt, ob $\xi_{\min} \leq A \leq \xi_{\max}$.

Nach Burbidge et al., 1978, ist $A = 2.85$ und ist also innerhalb der Grenzen von (X.19).

Im ganzen zeigt sich, daß das Standardmodell die Beobachtungsdaten gut wiedergibt, die man direkt beobachten kann, wie die Relation zwischen Leuchtkraft und Windgeschwindigkeit. Das ist ein weiterer Hinweis dafür, daß wenigstens die meisten Absorptionssysteme mit dem Quasar assoziiert sind.

Schwieriger ist es aber, die theoretischen Windmassen mit Beobachtungsdaten zu vergleichen. Einerseits kann man aus Beobachtungen die mittlere Anzahl der Absorptionssysteme pro Quasar bestimmen. Aus der Bedingung, daß die Masse der theoretischen Winde ausreicht, um die Absorptionssysteme in Form von fragmentierten Massenschalen zu bilden, erhält man andererseits die Größe der Fläche, die die Absorptionssysteme um den Quasar bilden. Da diese Fläche ein Maß dafür ist, wie viele Absorptionssysteme wir auf unserer Sichtlinie im Mittel sehen,

kann man ihn mit der mittleren Anzahl der beobachteten Absorptionssysteme pro Quasar vergleichen. Da der beobachtete Wert innerhalb der theoretischen Werte liegt, ist das ein zusätzlicher Hinweis, daß das Standardmodell die 'Wahrheit' gut wiedergibt.

Anhang XI

1. Berechnung des Strahlungsflusses $F(r)$

Im folgenden wird gezeigt, daß zum Flußintegral in Gleichung (III.3) nur diejenigen Photonen beitragen, die aus einer Kugel mit $r' \leq r$ ausgesendet werden. Die Voraussetzungen dazu sind, daß die Materie optisch dünn und die Dichte $\rho_G(r)$ sphärisch symmetrisch ist. Der Beweis verläuft analog zu dem in der Gravitationstheorie, um zu zeigen, daß nur die Masse innerhalb eines Radius r' einen Einfluß auf die weiter draußen liegenden Massenpunkte $r > r'$ hat. Zum Beweis betrachtet man den Beitrag zum Fluß aus zwei Volumenelementen dV_1, dV_2 im Abstand r' und $2r + r'$ von einem Flächenelement d innerhalb eines Raumwinkels $d\Omega$, (Abb. XI.1). Der Beitrag der Photonen aus dV_1 ist proportional zu

$$\frac{dV_1}{r'^2} = \frac{r'^2 dr' d\Omega}{r'^2} = dr' d\Omega$$

und aus dV_2

$$\frac{dV_2}{(2r+r')^2} = \frac{(2r+r')^2 dr' d\Omega}{(2r+r')^2} = dr' d\Omega.$$

Da die Beiträge entgegengesetzte Vorzeichen haben, addieren sie sich zu Null.

Mit der Definition der Leuchtkraft

$$L(r) = \int F(r) \cdot d\sigma = F(r) 4\pi r^2$$

folgt

$$F(r) = \frac{L(r)}{4\pi r^2}$$

mit $L(r) = \int_{Q_{S_0}} q_e(r') d^3r' = \int_{r' < r} q_e(r') d^3r'$. (siehe Paragraph 2.4.)

2. Masse, Massenrate, Strahlungsenergiedichte und Leuchtkraft

Die r abhängigen Funktionen der Windgleichung können als Funktionen der dimensionslosen Variablen $x = r/R_Q$ geschrieben werden.

2.1. Die Masse $M(r)$

Mit Gleichung (IV.13) lautet die Masse im Punkt r

$$M(r) = \int_{Q_{S_0}} \rho_G(r') d^3r' = \rho_G R_Q^3 \int_0^x 4\pi \bar{\rho}_G(x R_Q) x'^2 dx'$$

oder

$$M(r) = \rho_G R_Q^3 I_h(x) \quad , \quad I_h(x) = \int_0^x 4\pi \bar{\rho}_G(x') x'^2 dx' .$$

Die Gesamtmasse des Quasars ist dann

$$M = \rho_G R_Q^3 I_h(1) \quad ,$$

so daß

$$\rho_G = \frac{M}{R_Q^3 I_h(1)}$$

Setzt man ρ_G in $M(r)$ ein, so erhält man

$$M(r) = M \frac{I_h(x)}{I_h(1)} .$$

Die Masse $M(r)$ ist also durch die Gesamtmasse und $\bar{f}_G(x)$, die x abhängige Funktion von $\varphi_G(r)$, parametrisiert. Im Standardmodell ist $\bar{f}_G(x) = 1$, so daß $I_M(1) = 4\pi/3$ und

$$M(r) = 3M I_M(x) / 4\pi .$$

Für $r \geq R_Q$ wird $M(r) \equiv M$.

2.2. Die Massenrate $-\dot{M}(r)$

Werden $q_m(r)$ pro cm^3 und pro sec im Punkt r ausgeschleudert, so ist mit (IV.15)

$$-\dot{M}(r) = \int_{Q_{50}} q_m(r') d^3r' = \frac{-\dot{m}}{m} \varphi_G R_Q^3 \int_0^x \bar{f}_m(x' R_Q) \bar{f}_G(x' R_Q) 4\pi x'^2 dx'$$

oder

$$-\dot{M}(r) = \frac{-\dot{m}}{m} \frac{M}{I_M(1)} I_M(x) , \quad I_M(x) = \int_0^x \bar{f}_m(x') \bar{f}_G(x') 4\pi x'^2 dx' .$$

Im Standardmodell ist $\bar{f}_m = \bar{f}_G = 1$ und $-\dot{m}/m = -\dot{M}/M$, so daß

$$-\dot{M}(r) = -\frac{\dot{M}}{M} M(r) = -\frac{\dot{M}}{M} \frac{3M I_M(x)}{4\pi} .$$

Die Massenabgabe ist also in jedem Punkt r proportional zur Masse.

Für $r \geq R_Q$ ist $-\dot{M}(r) = -\dot{M}$.

2.3. Die Strahlungsenergiedichte $J(r)$

Werden $q_1(r)$ ergs pro cm^3 und pro sec an Strahlungsenergie ausgesendet, dann treffen im Punkte r aus der Kugel $0 \leq r \leq R_Q$ unter der Annahme, das Gas sei optisch dünn

$$\int_{\Omega_{SO}} \frac{q_e(r')}{4\pi |\underline{r} - \underline{r}'|^2} d^3 r'$$

ergs pro cm^2 pro sec an. Da keine zeitliche Änderungen stattfinden sollen, ist dann die Anzahl der Photonen pro cm^3 im Punkt $\underline{r}$

$$\eta(\underline{r}) = \frac{1}{c} \int_{\Omega_{SO}} \frac{q_e(r')}{4\pi |\underline{r} - \underline{r}'|^2} d^3 r'$$

Wegen $q_1(\underline{r}) = (1/m) \varphi_G f_1(\underline{r}) f_G(\underline{r})$ (Gleichung (IV.14)) ist

$$\eta(\underline{r}) = \frac{1}{c} \frac{e}{m} \frac{M}{R_Q^2 \frac{1}{h}(1)} I_J(x)$$

wobei

$$I_J(x) = \int_{-1}^1 \int_0^1 \frac{\bar{f}_e(x') \bar{f}_G(x')}{2 |\underline{x} - \underline{x}'|^2} d\mu \ x'^2 dx' \quad , \quad \mu = \cos \vartheta$$

Im Standardmodell ist $1/m = L/M$ und $\bar{f}_1(x) = \bar{f}_G(x) = 1$, so

daß

$$\eta(\underline{r}) = \frac{3}{4\pi c} \frac{e}{M} \frac{M}{R_Q^2} I_J(x)$$

mit

$$I_J(x) = \int_{-1}^1 \int_0^1 \frac{1}{2 |\underline{x} - \underline{x}'|^2} d\mu \ dx'^2 dx'$$

$I_J(x)$ berechnet man, indem man $|\underline{x} - \underline{x}'|^{-1}$ in Legendre Polynome entwickelt.

Der Verlauf von $I_J(x)$ ist in Abb. XI.2 abgebildet. Die Reihenentwicklung von $I_J(x)$ lautet

$$I_J(x) = \begin{cases} \sum_{\ell=0}^{\infty} \left(-\frac{1}{2\ell+1} \cdot \frac{1}{2\ell-1} x^{2\ell} \right) & \text{für } x \leq 1 \\ \sum_{\ell=0}^{\infty} \left(\frac{1}{2\ell+1} \cdot \frac{1}{2\ell+3} x^{-(2\ell+2)} \right) & \text{für } x > 1 \end{cases}$$

2.4. Die Leuchtkraft $L(r)$

Werden $q_1(r)$ ergs pro cm^3 pro sec an Strahlungsenergie ausgesendet, dann ist mit (IV.14)

$$L(r) = \frac{L}{m} \frac{M}{I_h(x)} \int_0^1 \bar{p}_e(x') \bar{p}_g(x') 4\pi x'^2 dx'$$

oder

$$L(r) = \frac{L}{m} \frac{M}{I_h(x)} I_L(x), \quad I_L(x) = \int_0^1 \bar{p}_e(x') \bar{p}_g(x') 4\pi x'^2 dx',$$

Im Standardmodell ist wegen $\bar{f}_1(x') = \bar{f}_G(x) = 1$ $I_L(x) = I_M(x)$, so daß

$$L(r) = \frac{L}{M} M(r) = \frac{L}{M} \frac{3M I_h(x)}{4\pi}$$

In jedem Punkt r ist die Leuchtkraft also proportional zur Masse. Für $r \geq R_Q$ wird $L(r) = L$.

3. Windgleichung für das verallgemeinerte Punktquellenmodell

In KMP wurde die Windgleichung für das Punktquellenmodell für ein Spektrum der Gestalt $F(\nu) \propto \nu^{-1}$ hergeleitet. Hier soll die Windgleichung für beliebige Spektren hergeleitet werden.

Die Bewegungsgleichung lautet

$$v \frac{dv}{dr} = g_p - g_G + g_R$$

wobei

$$g_p = -\frac{1}{\rho_w} \frac{d\rho}{dr}, \quad g_G = \frac{GM}{r^2}, \quad g_R = \frac{1}{c} \int_{\nu} \kappa_{\nu} F_{\nu}(r) d\nu.$$

Die Kontinuitätsgleichung ist

$$-\dot{M} = 4\pi r^2 \rho_w v ,$$

wobei $-\dot{M}$ die Gesamtmassenabgabe des Quasars darstellt. Da nun die Strahlungsenergiedichte wie der Fluß mit $1/r^2$ abfällt, c $J(r) = F(r)$, kann man den Ionisationsparameter schreiben als

$$y = \frac{L}{4\pi r^2 \rho_w c^3} .$$

a) Der Gasdruckgradient

$$g_p = - \frac{1}{\rho_w} \frac{dP}{dr} = - \frac{1}{\rho_w} \frac{dP}{dy} \frac{dy}{dr} .$$

Dabei ist

$$\frac{dP}{dy} = \frac{P}{\rho_w} \left[1 - \frac{\frac{d \ln [f(y)y]}{d \ln y}}{\frac{d \ln y}{d \ln r} + 2} \right]$$

wie aus (III.13) mit $d \ln J(r)/d \ln r = -2$ folgt.

Aus (III.17) folgt dann

$$g_p = - Q_y \left[\frac{df(y)}{dy} \frac{dy}{dr} - 2 \frac{f(y)}{r} \right] .$$

b) Der Strahlungsdruck

Wie in KMP gezeigt wurde, kann man g_R schreiben als

$$g_R = h(y) \frac{L}{4\pi r^2 c^3} .$$

Dabei ist $h(y)$ wie in (III.21) definiert. L stellt nun die Gesamtleuchtkraft des Quasars dar.

c) Die Windgleichung

Setzt man die obigen Größen in die Bewegungsgleichung ein, und führt die Variable $x = r/R$ ein, so erhält man

$$\frac{dy}{dx} = \frac{y}{x} \frac{2 \frac{f(y)}{-y f'(y)} + \frac{1}{2} \frac{R_{sch}}{R_Q} \frac{c^2}{(R y^2 f'(y))} - \frac{1}{x} \left[1 - \frac{g_R(y)}{g_a(y)} \right]}{E_{p.s.}^2 \frac{c^2}{-R f'(y)} - 1} ,$$

wobei

$$\frac{g_R}{g_a}(y) = \frac{L/M}{4\pi G c^3} h(y) , \quad E_{p.s.} = \frac{-\dot{M} c^2 / M}{L/M} .$$

Der Quasarradius R_Q hat dabei keine physikalische Bedeutung; R_Q kann als Skalierungsfaktor angesehen werden.

4. Der geometrische Effekt im Fernfeld des Quasars

Nach (VII.16), (VI.8), (VI.10) und Anhang XI.2.1. ist

$$F(x) = \frac{1}{g I_3(x)} \frac{d}{dx} \left[\frac{1}{x^2 I_1(x)} \right] ,$$

wobei

$$\frac{d}{dx} \left[\frac{1}{x^2 I_3(x)} \right] = \frac{1}{x^3 I_3(x)} \left[2 + \frac{d \ln I_3(x)}{d \ln x} \right] .$$

Aus der Reihenentwicklung für $I_3(x)$ folgt

$$\frac{d \ln I_3(x)}{d \ln x} = -2 \left(-1 + \frac{1}{5x^2 + 1} \right) .$$

Damit wird

$$F(x) = \frac{1}{9x^3 + 1} \cdot \frac{2}{5x^2 + 1},$$

sodaß für große x

$$F(x) = \frac{2}{5} x^{-4}$$

wird.

Für die Anregung der Arbeit und viele Ratschläge bei der Durchführung danke ich Dr. Judith Perry und Prof. Kippenhahn. Herrn Prof. Mestel danke ich ebenfalls für wertvolle Hinweise in München und in Sussex, wo ich als Gast einige Zeit verbringen durfte. Mein Dank gilt noch für Diskussionen Herrn Prof. G. Burbidge und Frau Prof. M. Burbidge.

Literaturverzeichnis

J.N. Bahcall, R.A. Wolf, 1968, Ap. J. 152, 702

E.M. Burbidge, J.J. Perry, 1978, persönliche Mitteilung

S. O'Dell, J.J. Perry, 1978, Astron. and Astrophys. 62, 229

R. Kippenhahn, 1977, Astron. and Astrophys. 55, 125-133

R. Kippenhahn, L. Mestel, J.J. Perry, 1975, Astron. and
Astrophys. 44, 123-138

R. Kippenhahn, J.J. Perry, H. Röser, 1974, Astron. and
Astrophys. 34, 211

L. Mestel, D.W. Moore, J.J. Perry, 1976, Astron. and Astrophys.
52, 203-212

M. Rees, 1976, Invited Lecture at 8th 'Texas' Conference on
Relativistic Astrophysics, Boston, U.S.A. December 76
und dort zitierte Literatur

H. Röser, 1976, Doktorarbeit, Göttingen

Soiffer, 1977, persönliche Mitteilung

XII. Abbildungen

Erläuterungen zu den Abbildungen

- Abb. III.1 Photonen treffen in einem cm^3 Gas (Kasten) ein.
Für Entfernungen $r \geq r_v$ sieht das Gas den Quasar
als eine Punktquelle
- Abb. III.2 Die effektive Opazität $h(y)$ ist für ein Spektrum
mit Spektralindex $\alpha = 1$ einmal ohne cutoff,
einmal mit cutoff an der HeII-Kante dargestellt.
Im Bereich der Thomsonstreuung ist die effektive
Opazität eine Konstante: $h(y) = h_T$
- Abb. V.1 Im Punktquellenmodell entspricht jeder Ionisation
ein Impulsübertrag. Der Kasten soll ein cm^3 Gas
darstellen.
- Abb. V.2 Ionisation und Impulsübertrag (Pfeile) innerhalb
und außerhalb einer ausgedehnten Quelle
schematisch dargestellt.
- Abb. V.3 Geometrischer Effekt im Nahfeld des Quasars.
- Abb. VI.1 Die Funktionen $f_i(y)$ für Spektralindex $\alpha = 1$. f_1
ist für ein Spektrum ohne cutoff, f_2 mit cutoff
an der HeII-Kante.
- Abb. VI.2 Die Funktion $f_2(y)$ in der Übergangszone vergrößert
gezeichnet. Die Funktion durchläuft ein Maximum
und ein Minimum.

- Abb. VI.3 Ableitung der Funktionen $f_1(y)$. In der Übergangszone $10^{-9} < y < 10^{-8}$ geht die Ableitung von $f_2(y)$ nach Null.
- Abb. VI.4 Die Funktion $I_E(x)$, die den Geschwindigkeitsverlauf $v \propto I_E(x)$ y bestimmt. Für große Entfernungen ist $I_E(x) = 1$ und stimmt mit dem Punktquellenmodell überein.
- Abb. VII.1 Qualitativer Verlauf der Kurven $Z(x,y) = 0$ und $N(x,y) = 0$ und der Windlösungen für den Fall, daß nur ein Schallpunkt vorhanden ist.
- Abb. VII.2 Topologie der Kurven $\bar{Z} = 0$ und $\bar{N} = 0$ in der x,y -Ebene für das Punktquellenmodell. Die Kurven $\bar{Z} = 0$ sind durch L/M parametrisiert, die Kurven $\bar{N} = 0$ durch $-\dot{M}/L$. Jeder Schnittpunkt der beiden Kurven stellt einen Schallpunkt dar. Im Gebiet $10^{-8} < y < 5 \cdot 10^{-10}$ ist die Übergangszone dick eingezeichnet, in der die Geraden $\bar{N} = 0$ mit $\log(-\dot{M}/L) \geq -16.5$ mehrmals vorkommen. Diese Geraden sind gestrichelt gezeichnet. Negative x -Werte (imaginäres Inneres des Quasars) sind als $\log(-x)$ eingetragen.
- Abb. VII.3 Topologie der Gleichungen $\bar{Z}(x,y;L/M) = 0$ und $\bar{N}(y;-\dot{M}/L) = 0$ in der (x,y) -Ebene.

Abb. VII.4 bis

VII.8 Topologie der Kurven $Z = 0$, $N = 0$ in der x, y -Ebene für das Standardmodell. In jeder Abbildung werden R_{Sch}/R_Q und L/M festgehalten. Es variiert $\dot{-M}/L$. Jeder Schnittpunkt der Kurven $Z = 0$, $N = 0$ für gleiches $\dot{-M}/L$ stellt einen Schallpunkt dar. Wie in der Abb. VII.2 sind die Kurven $N(\dot{-M}/L > 3 \cdot 10^{-16}) = 0$ gestrichelt gezeichnet, da sie in der Übergangszone noch mal auftauchen, wodurch für diese Werte von $\dot{-M}/L$ die Windgleichung mindestens drei Singularitäten hat.

Abb. VII.9 Topologie der Kurven $Z = 0$ und $N = 0$ für das Standardmodell. Diesmal werden R_{Sch}/R_Q und $\dot{-M}/L$ festgehalten, es variiert L/M . Man sieht, wie stark die Lage des Schallpunktes von L/M abhängt. Für $L/M > (L/M)_E$ ist der Schallpunkt außerhalb des Quasars.

Abb. VII.11 Charakteristische Windlösungen für ein Spektrum mit Spektralindex $\alpha = 1$ ohne cutoff. Für $(L/M) > (L/M)_E$ sind die Schallpunkte außerhalb des Quasars und die Lösungen werden optisch dick im HI-Kontinuum wie in Kap. VIII gezeigt wird. Die Schallgeschwindigkeit v_s ist für ein $\alpha = 1$ Spektrum eine Konstante. Außerhalb des Bereiches, in dem die Winde durch Thomsonstreuung beschleunigt werden, spalten sich die Lösungen für verschiedene $\dot{-M}/L$ -Werte auf.

- Abb. VIII.1 Optische Tiefe der Windlösungen für das Kontinuum und die Elektronenstreuung in Abhängigkeit von $-\dot{M}/M$ und L/M . Alle optisch dünnen Winde werden durch Thomsonstreuung beschleunigt. Gestrichelt sind die Werte von $-\dot{M}/M$ und L/M gezeichnet, bei denen die Lösungen optisch dünn außerhalb des Quasars, aber optisch dick innerhalb sind.
- Abb. IX.1 Kurven konstanter Geschwindigkeiten sind in Abhängigkeit von L/M und $-\dot{M}/M$ eingetragen.
- Abb. X.1 Es wird die aus der Theorie gewonnene Relation zwischen Leuchtkraft und Windgeschwindigkeit mit der beobachteten Relation verglichen (Genaueres Kap. IX.3.2.)
- Abb. XI.1 Abbildung zur Berechnung des Strahlungsflusses. Nur die Photonen aus der Kugel mit $r' \leq r$ tragen zum Flußintegral bei.
- Abb. XI.2 Der x -abhängige Anteil der Strahlungsenergiedichte $J(r)$.

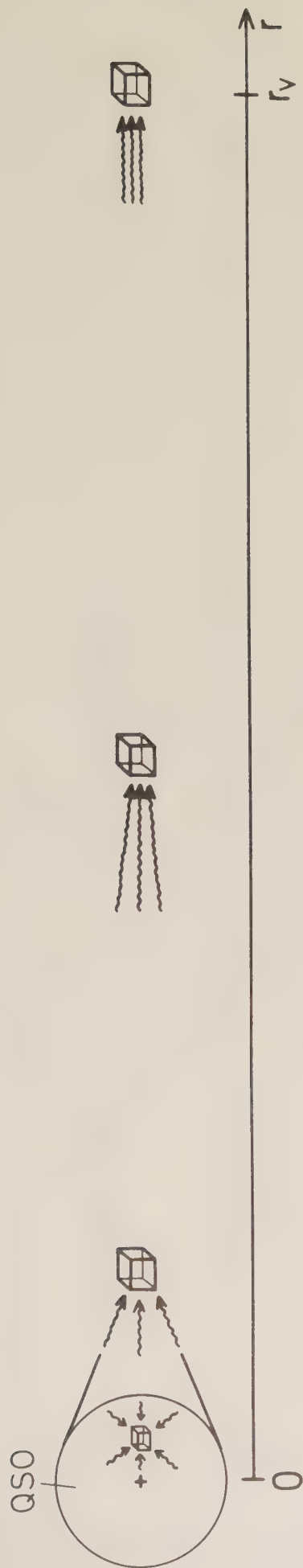


Abb. III.1

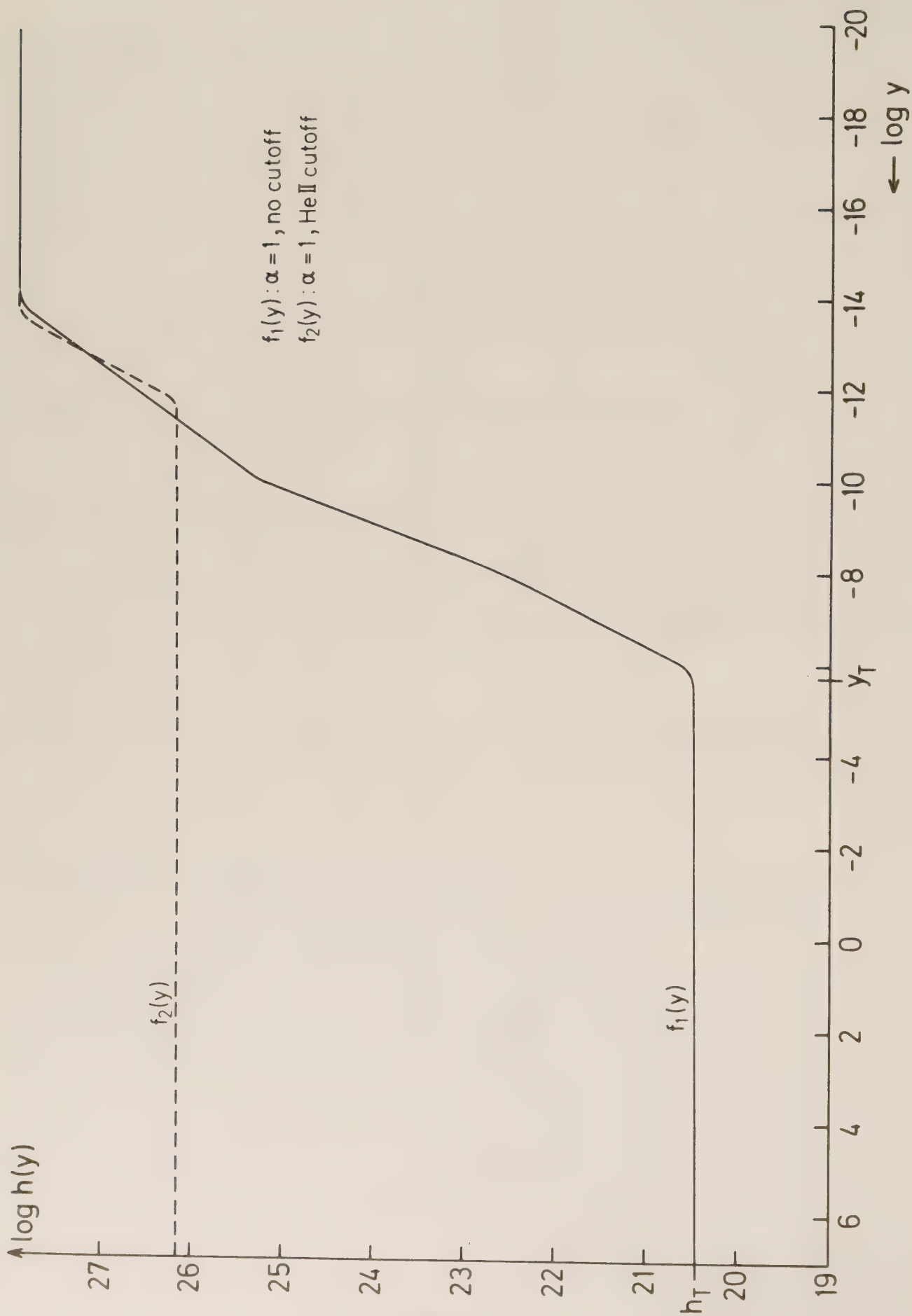


Abb. III. 2

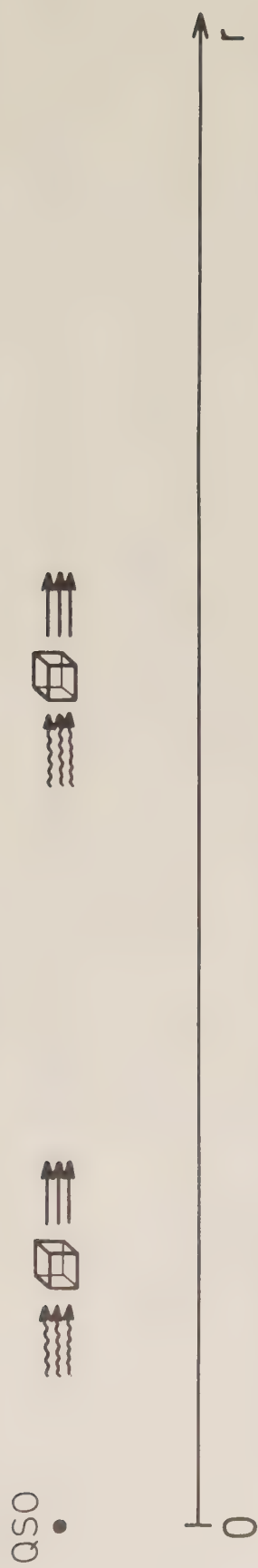


Abb. V.1

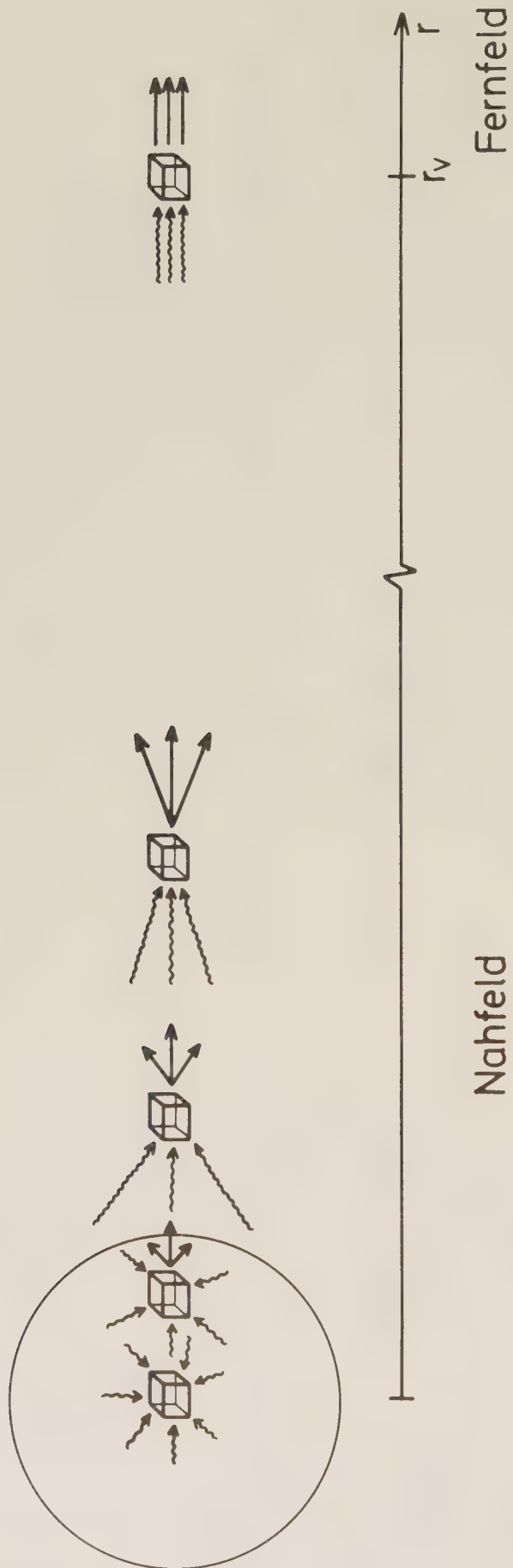
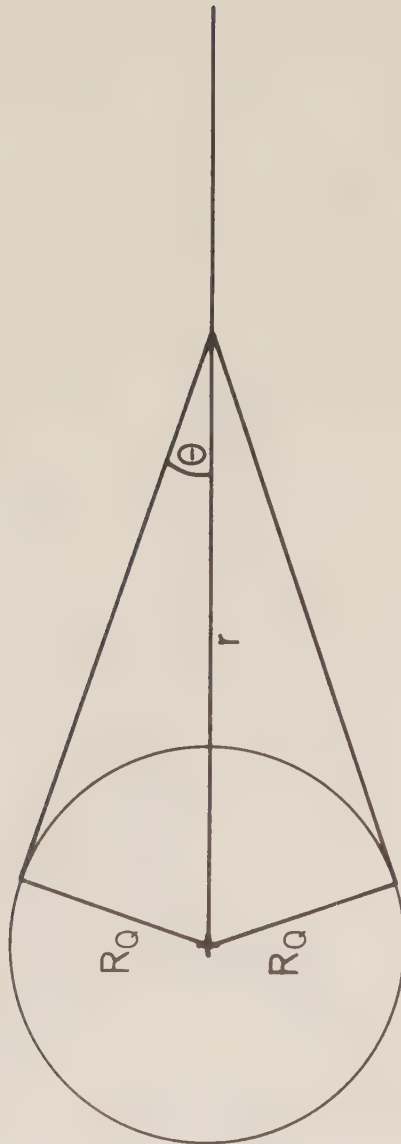


Abb. V.2



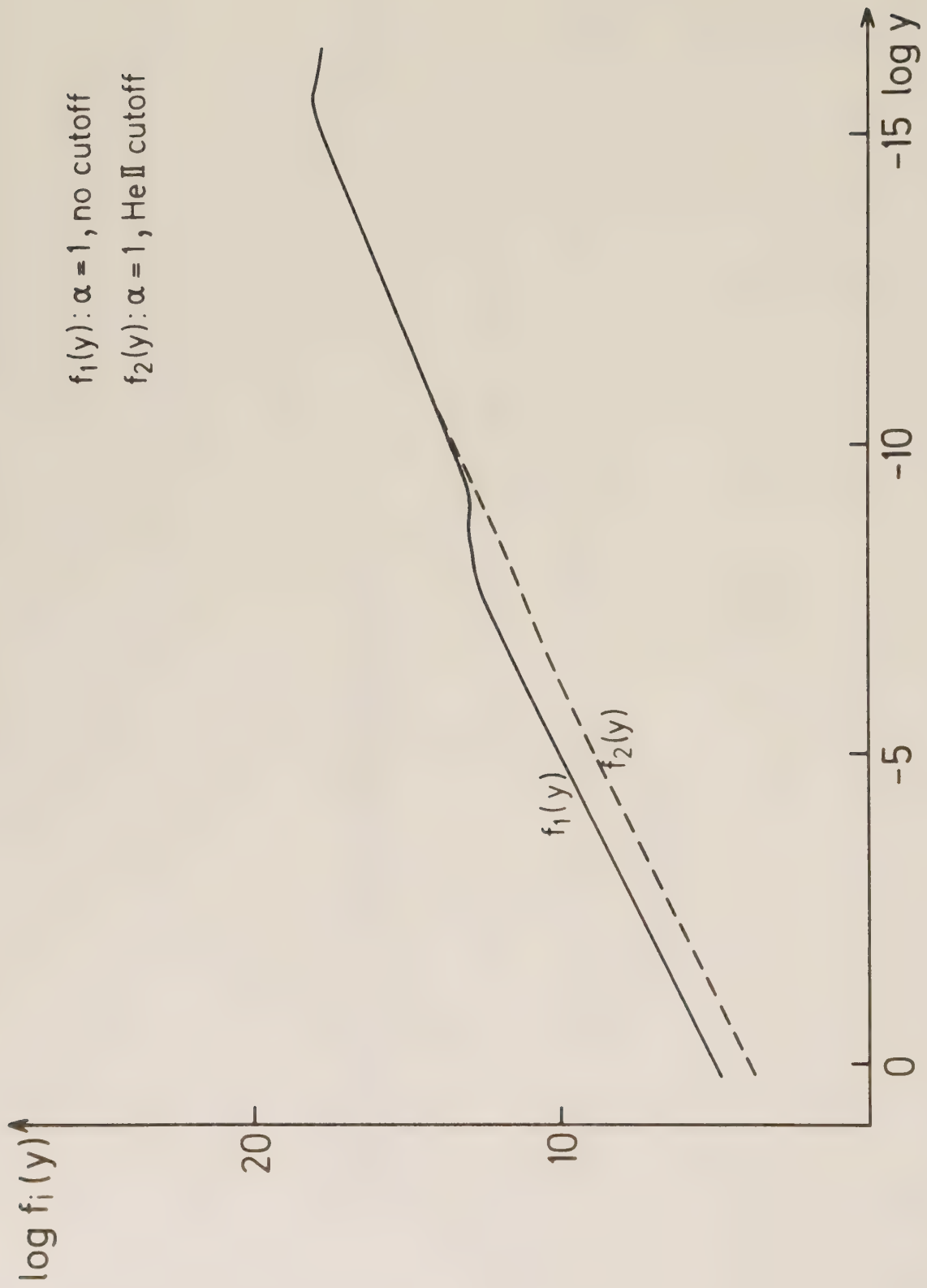


Abb. VI.1

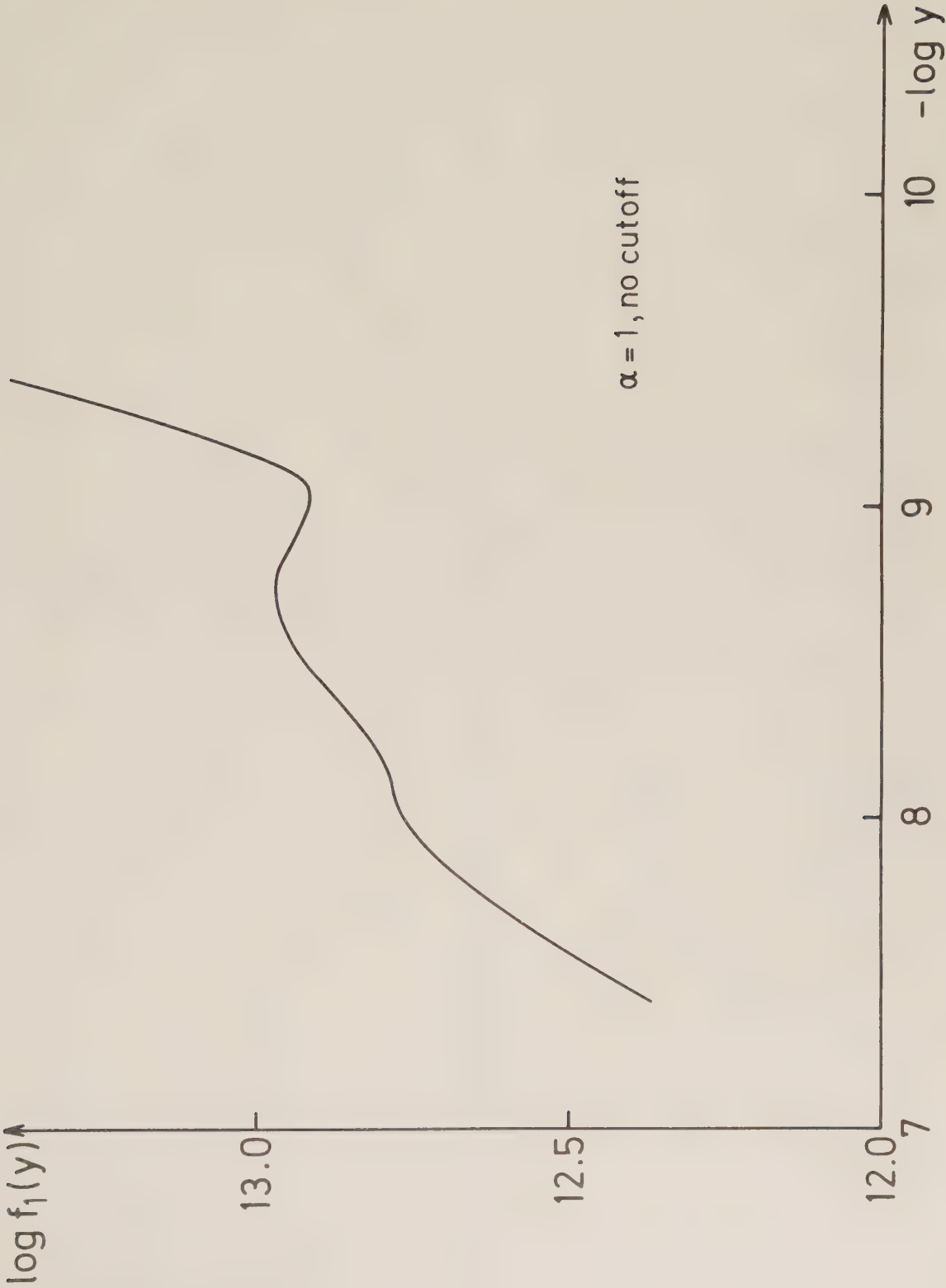


Abb. VI.2

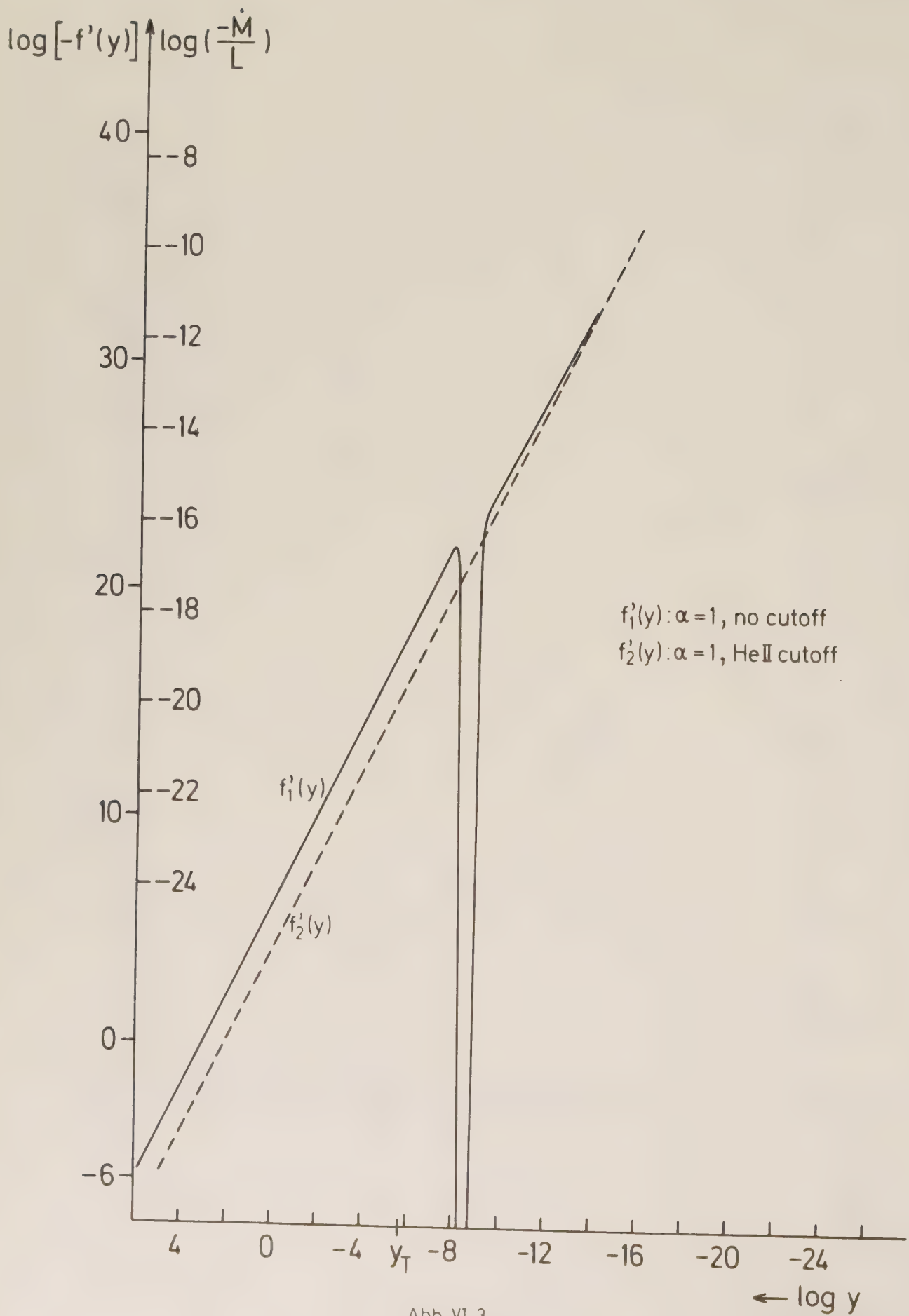


Abb. VI.3

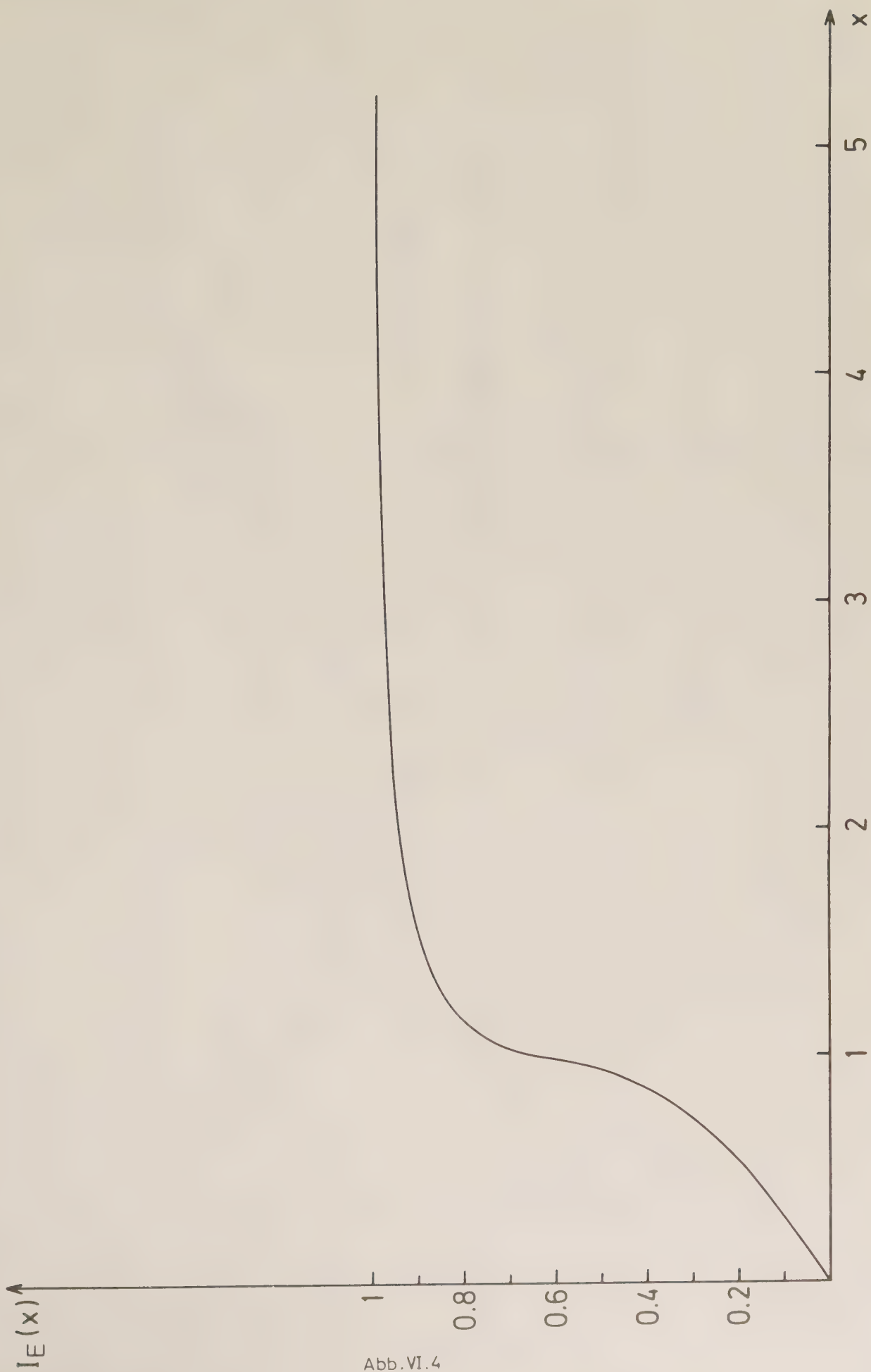


Abb. VI.4

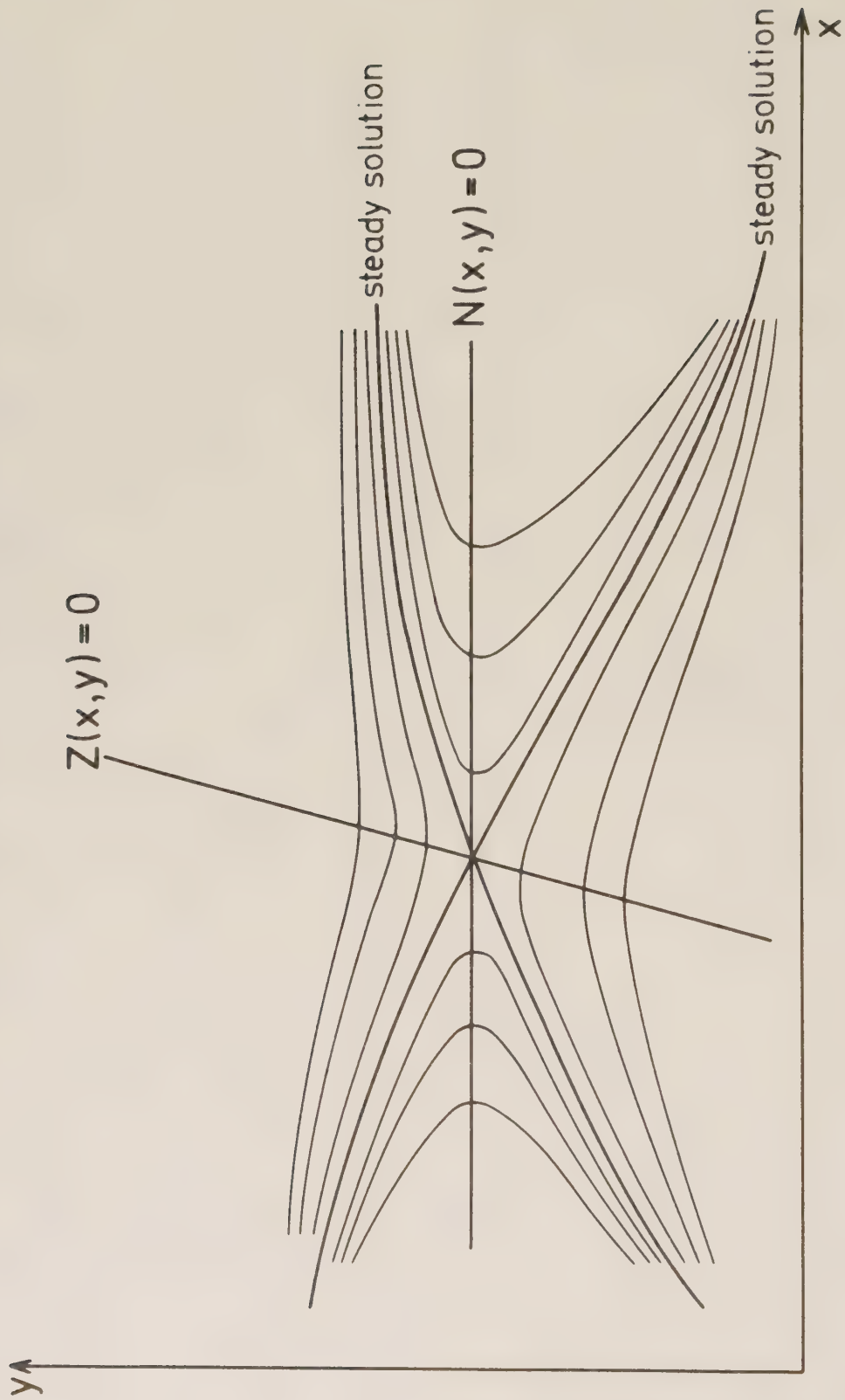


Abb. VII.1

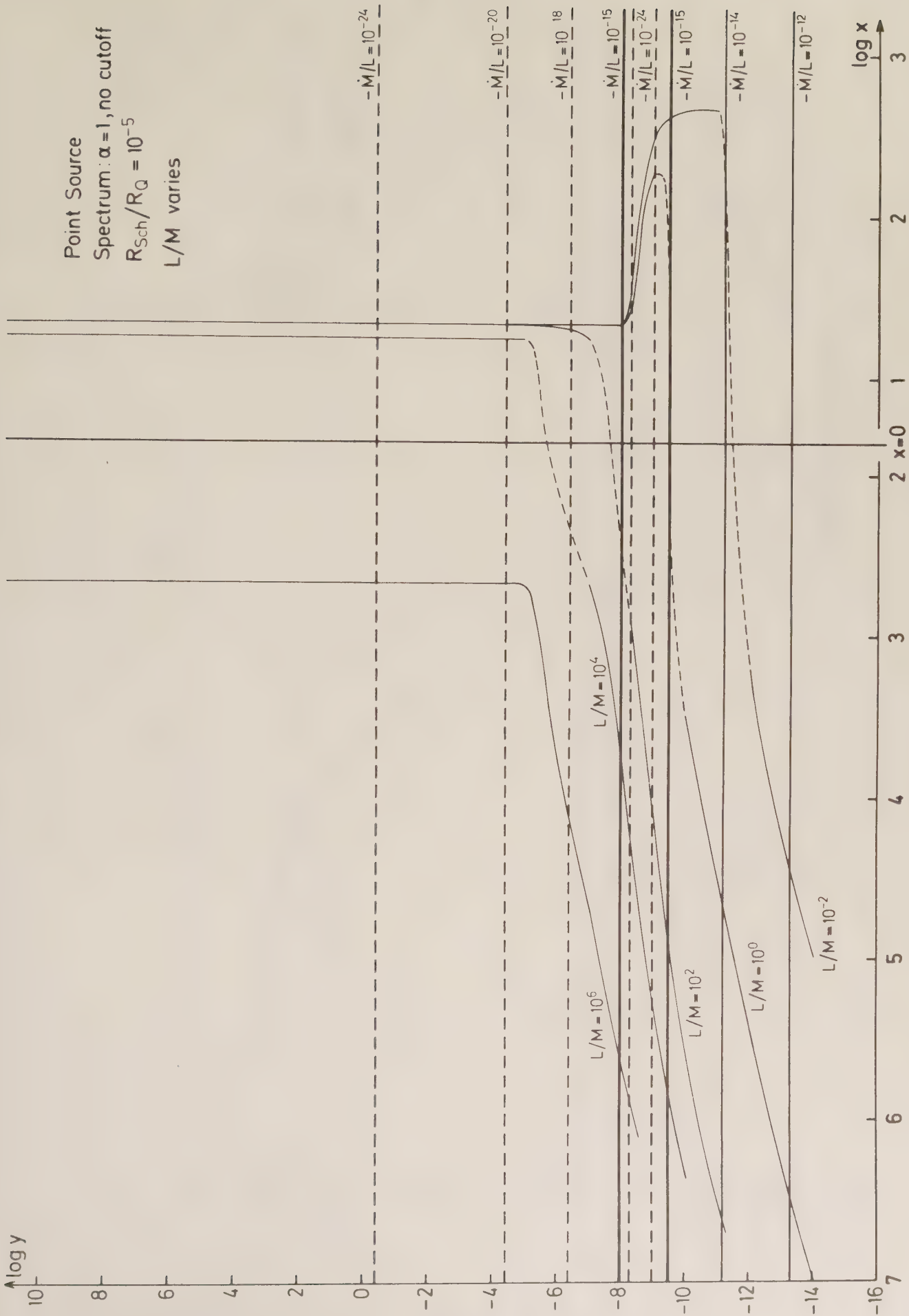


Abb. VII. 2

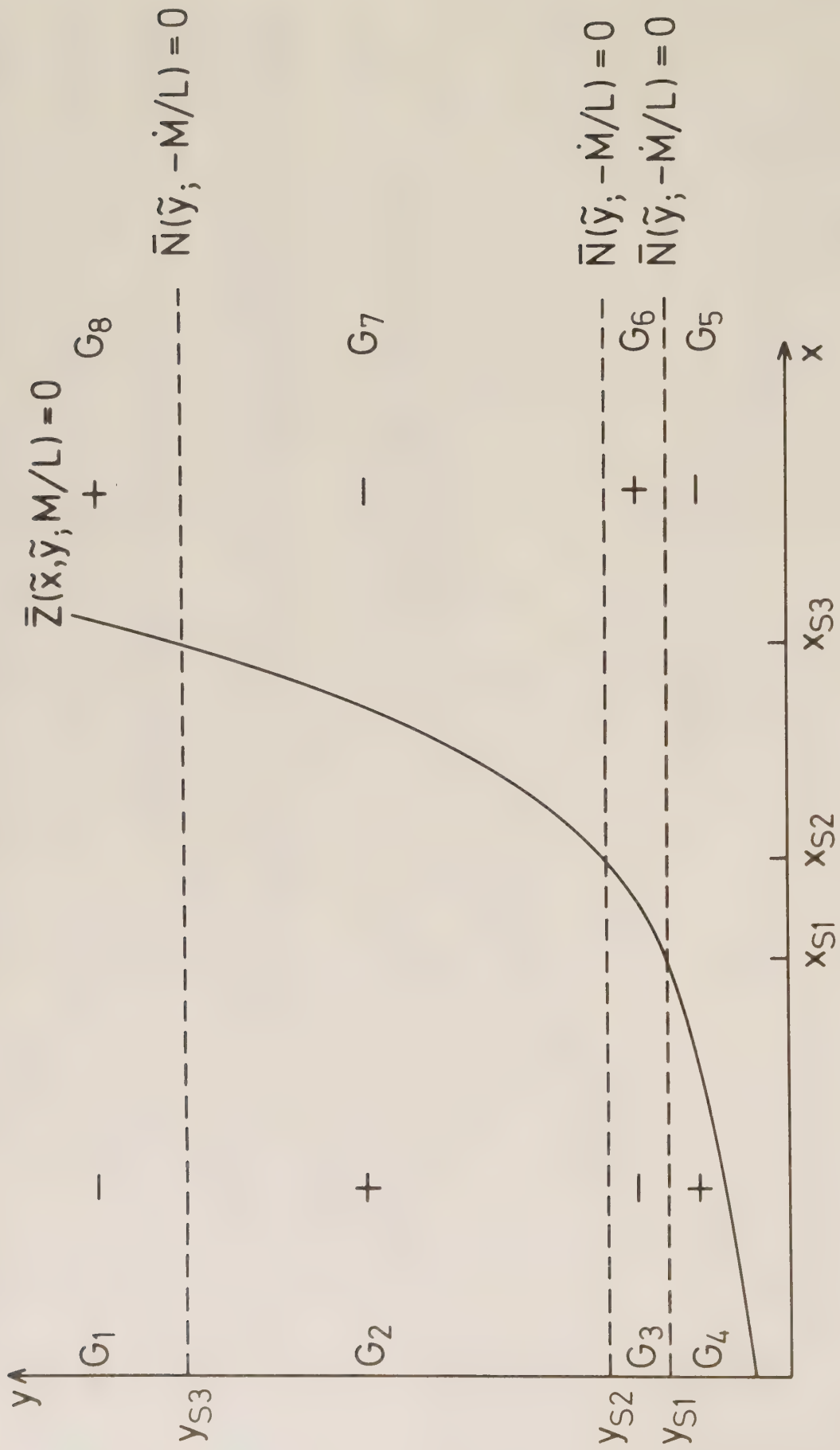


Abb. VII. 3

Extended Source

Spectrum $\alpha=1$, no cutoff

$R_{\text{Sch}}/R_0 = 10^{-5}$

$L/M = 10^2$

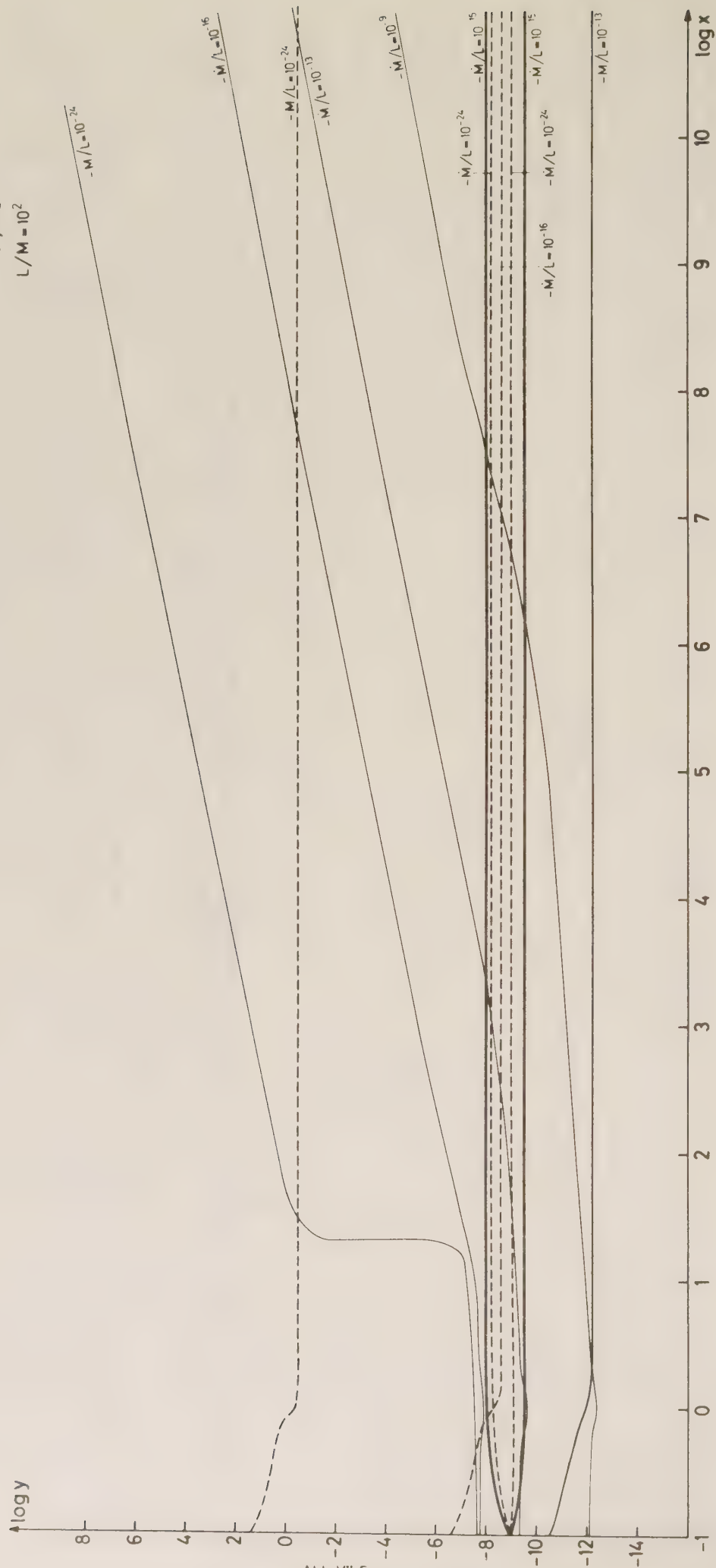


Abb. VII.5

Extended Source
 Spectrum $\alpha=1$, no cutoff
 $R_{Sch}/R_0=10^{-5}$
 $L/M=10^6$

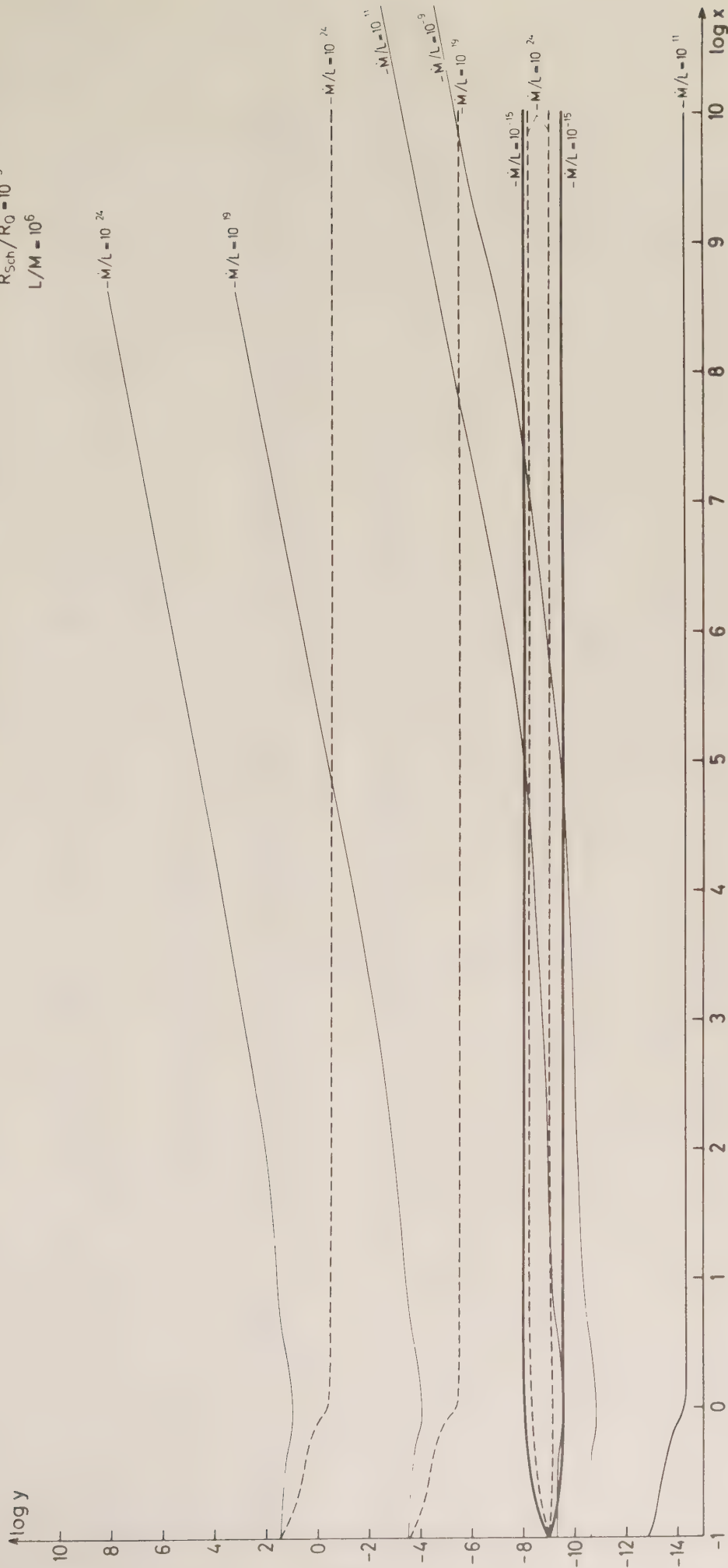
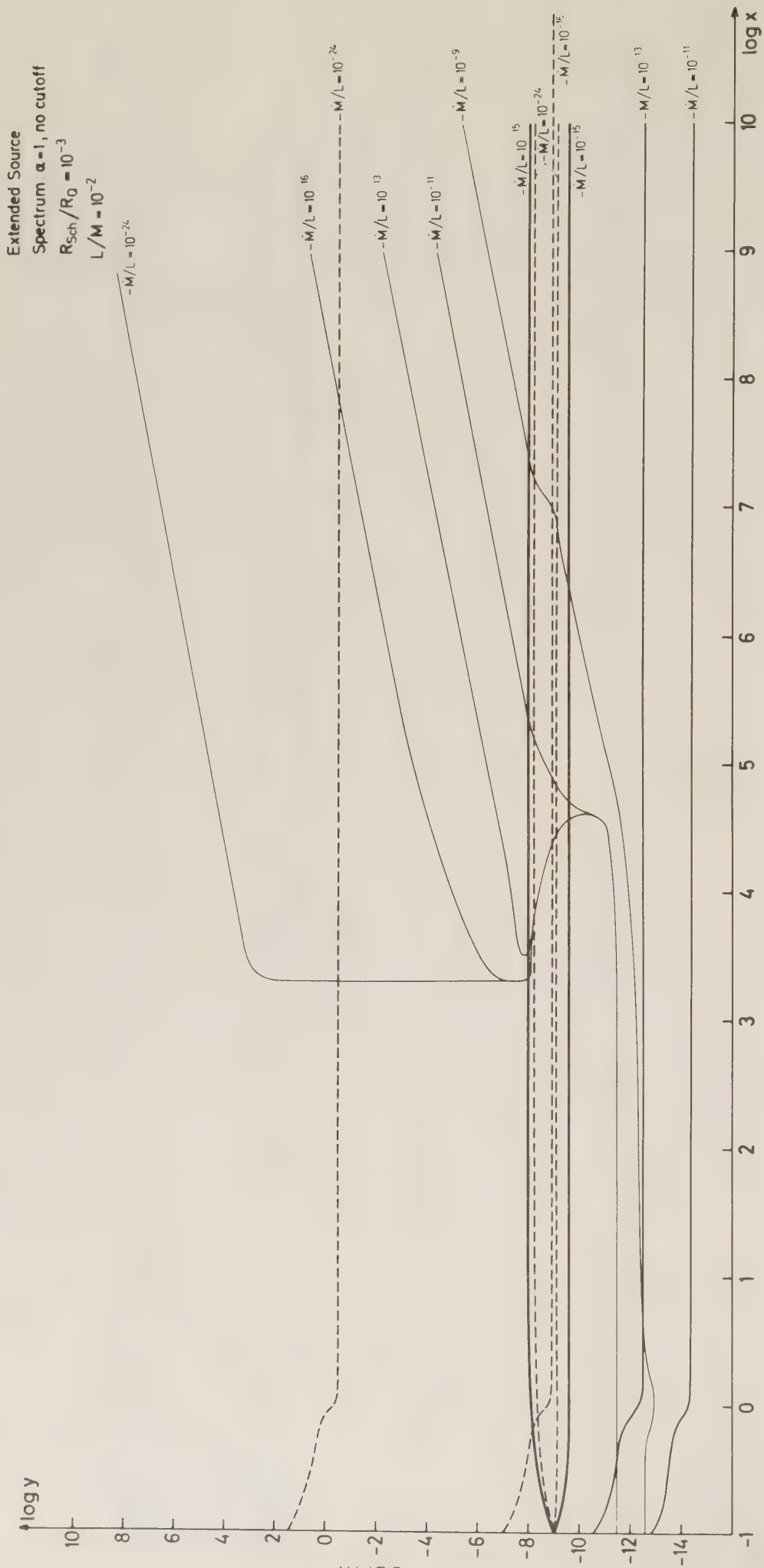


Abb. VII.6



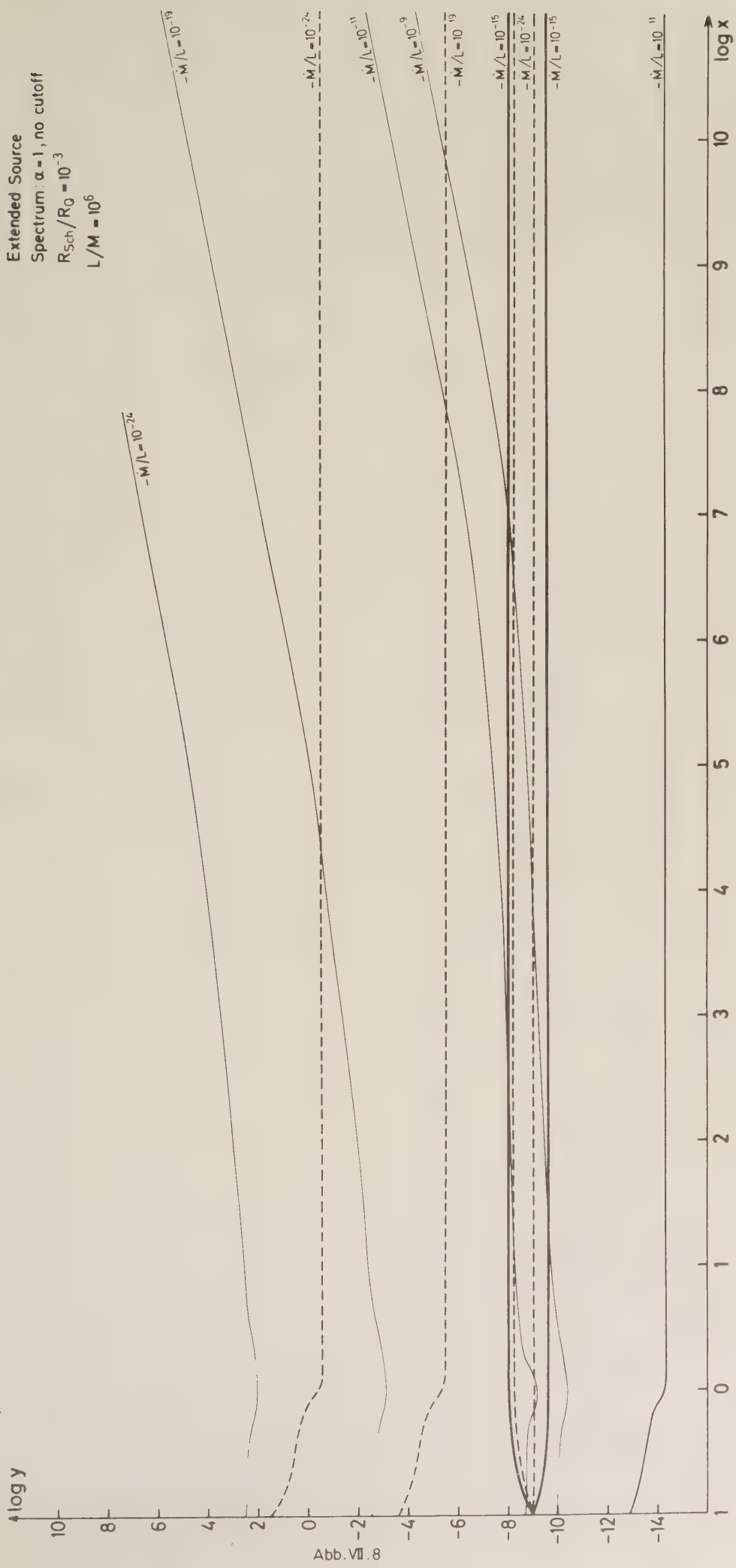


Abb. VII. 8

Extended Source

Spectrum: $\alpha = 1$, no cutoff

$R_{\text{Sch}}/R_Q = 10^{-3}$

L/M varies:

- (1) $L/M = 10^5$
- (2) $L/M = 8.638525 \cdot 10^4$
- (3) $L/M = 8.600456 \cdot 10^4$
- (4) $L/M = 8.598412 \cdot 10^4$
- (4)' $L/M = 8.598052 \cdot 10^4$
- (5) $L/M = 8.597250 \cdot 10^4$
- (6) $L/M = 8.594752 \cdot 10^4$
- (7) $L/M = 8.592282 \cdot 10^4$
- (8) $L/M = 8 \cdot 10^4$
- (9) $L/M = 7 \cdot 10^4$
- (10) $L/M = 5 \cdot 10^4$

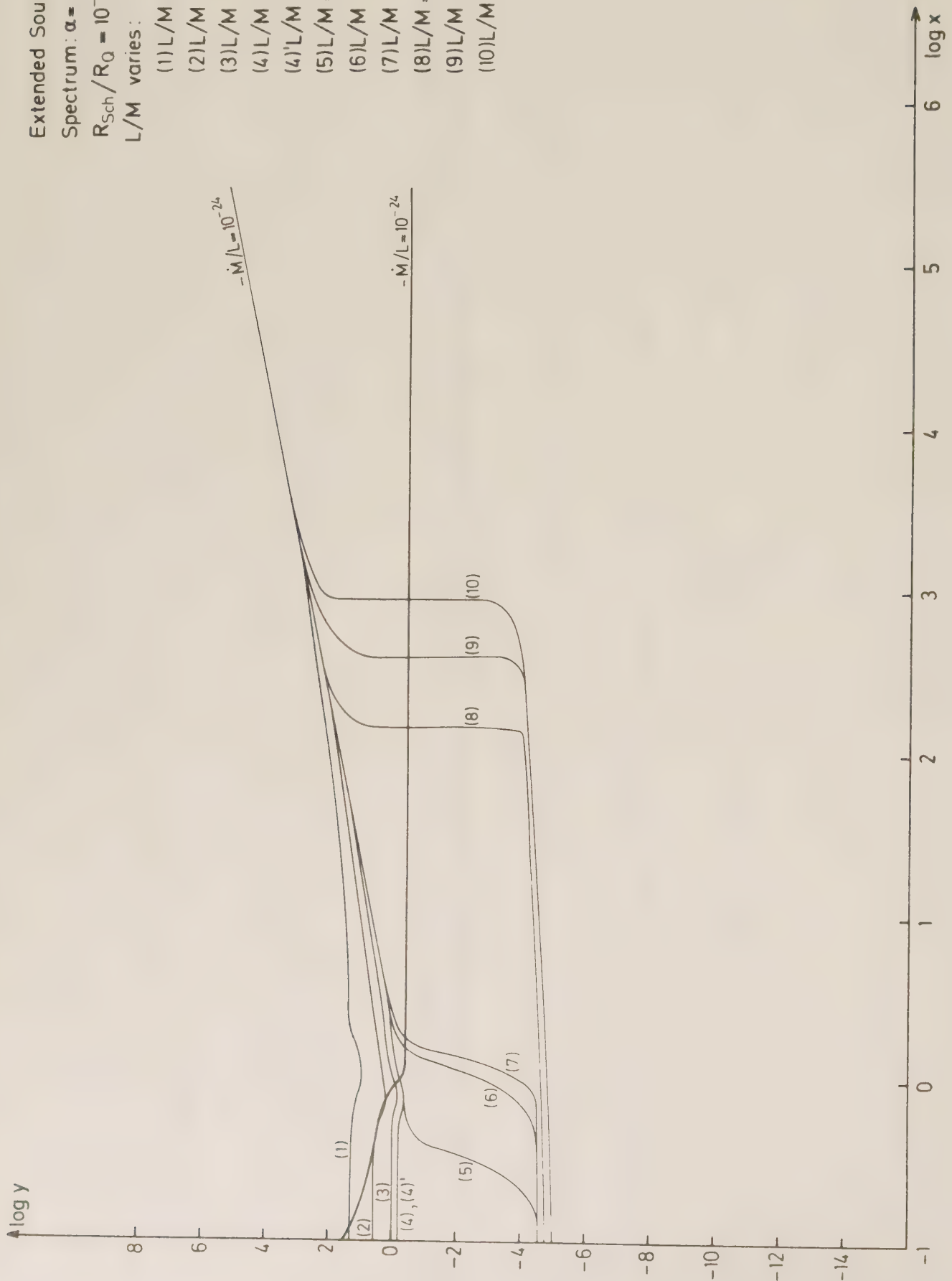


Abb. VII.9

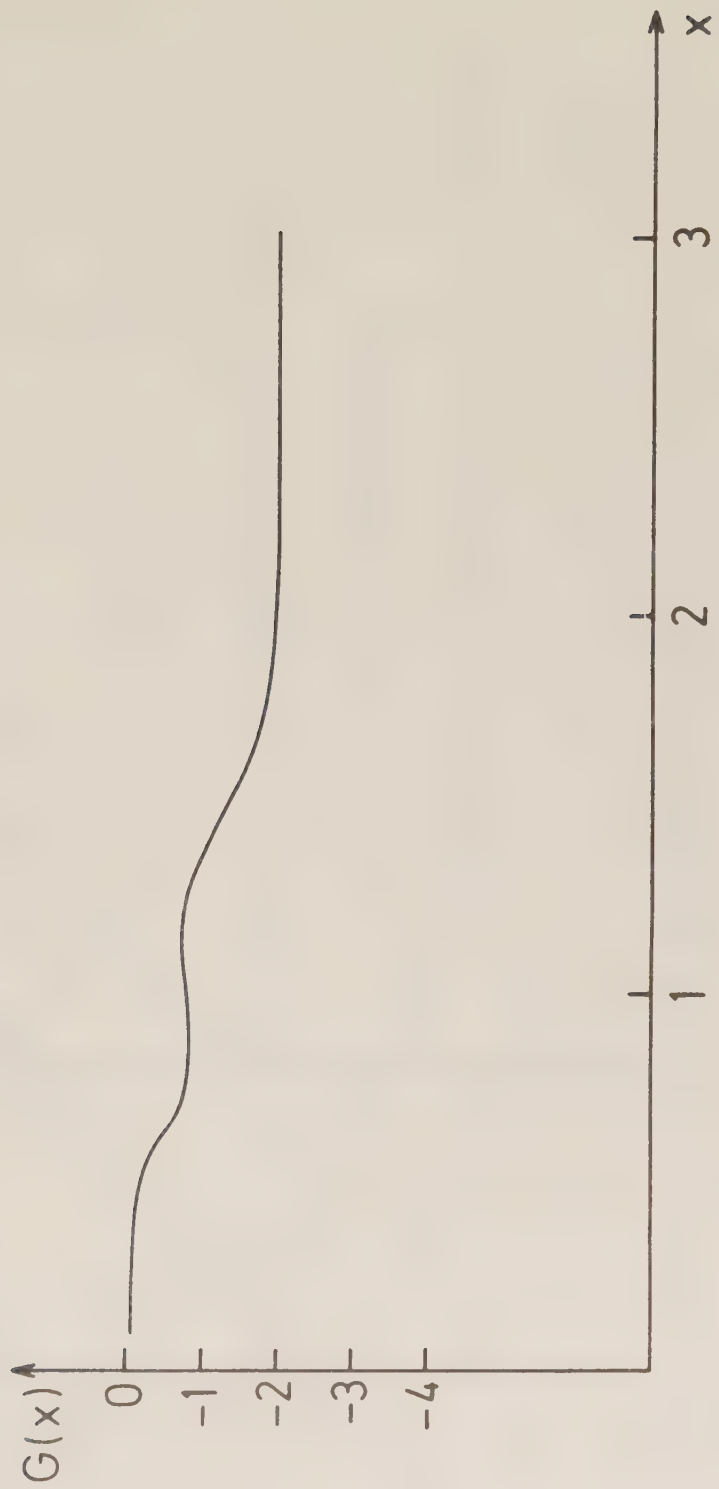


Abb. VII.10

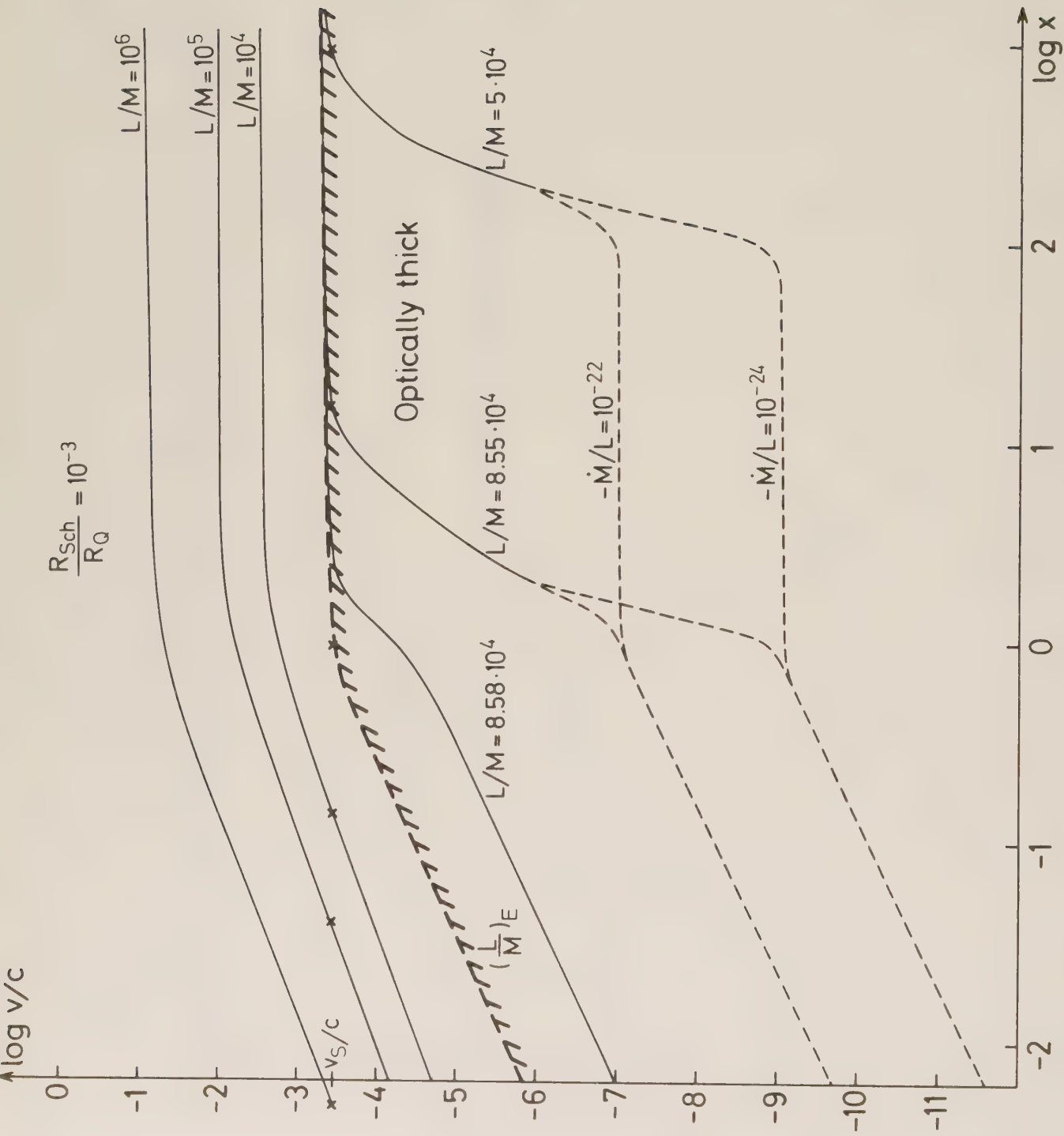


Abb. VII.11

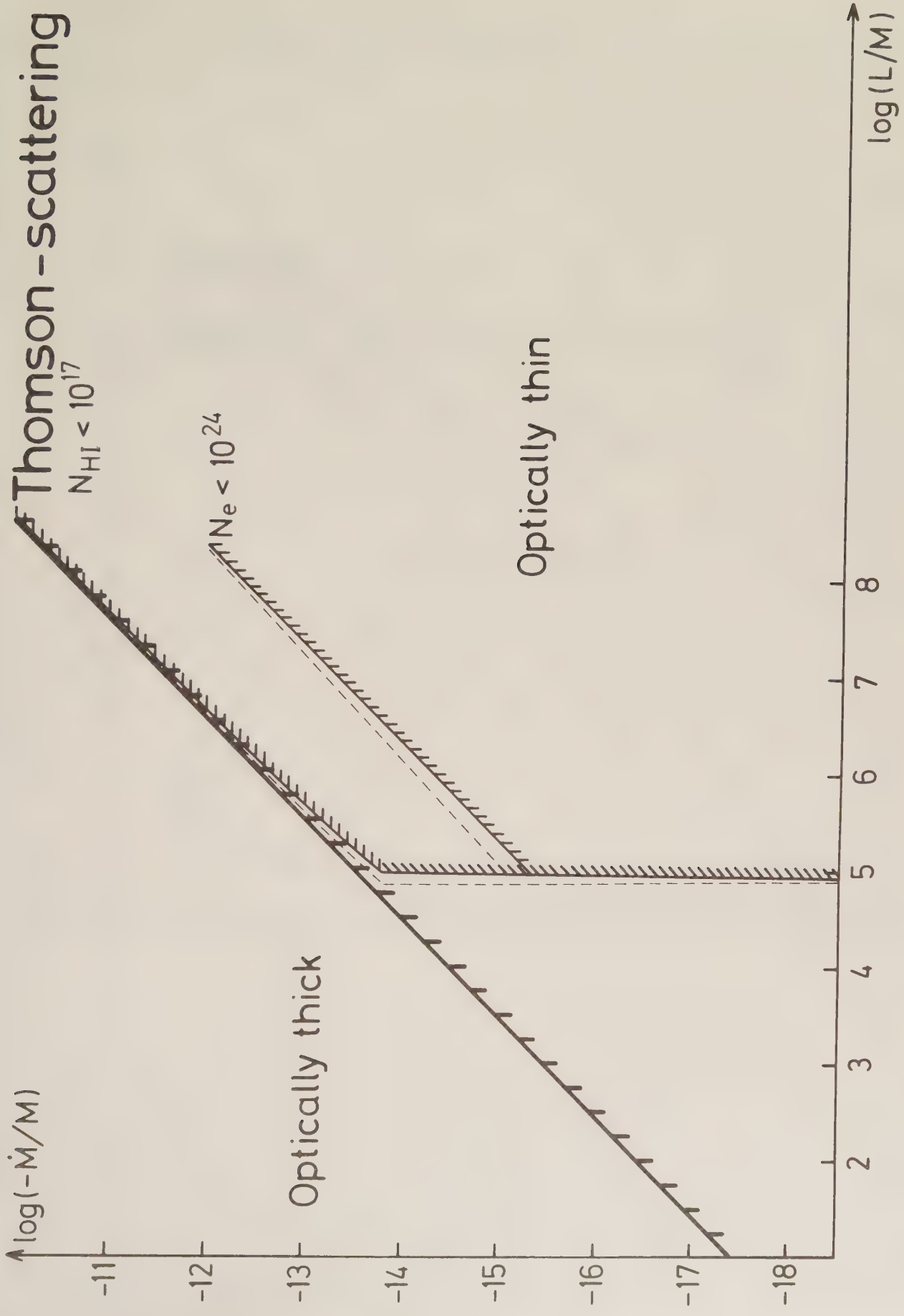


Abb. VIII.1

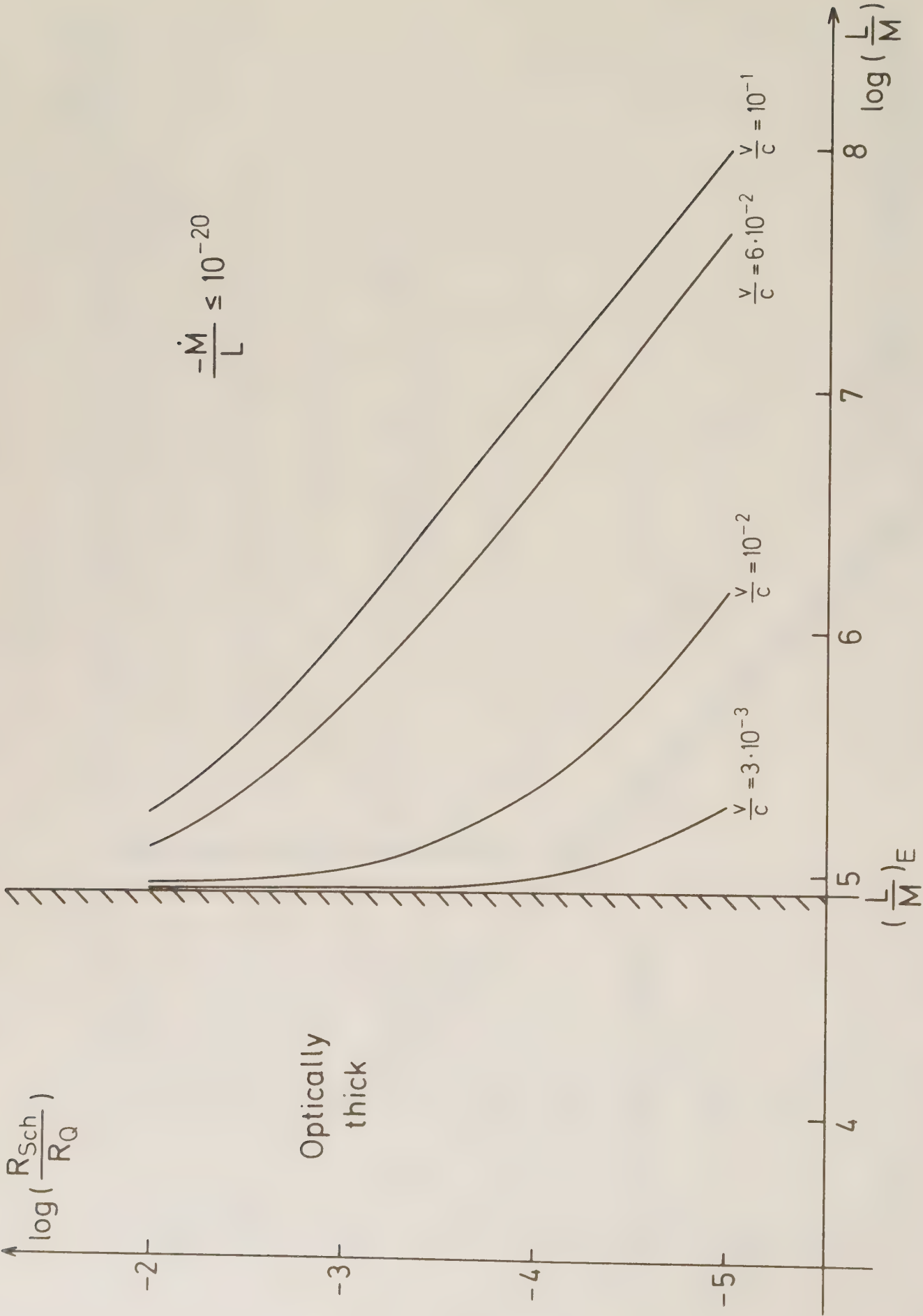
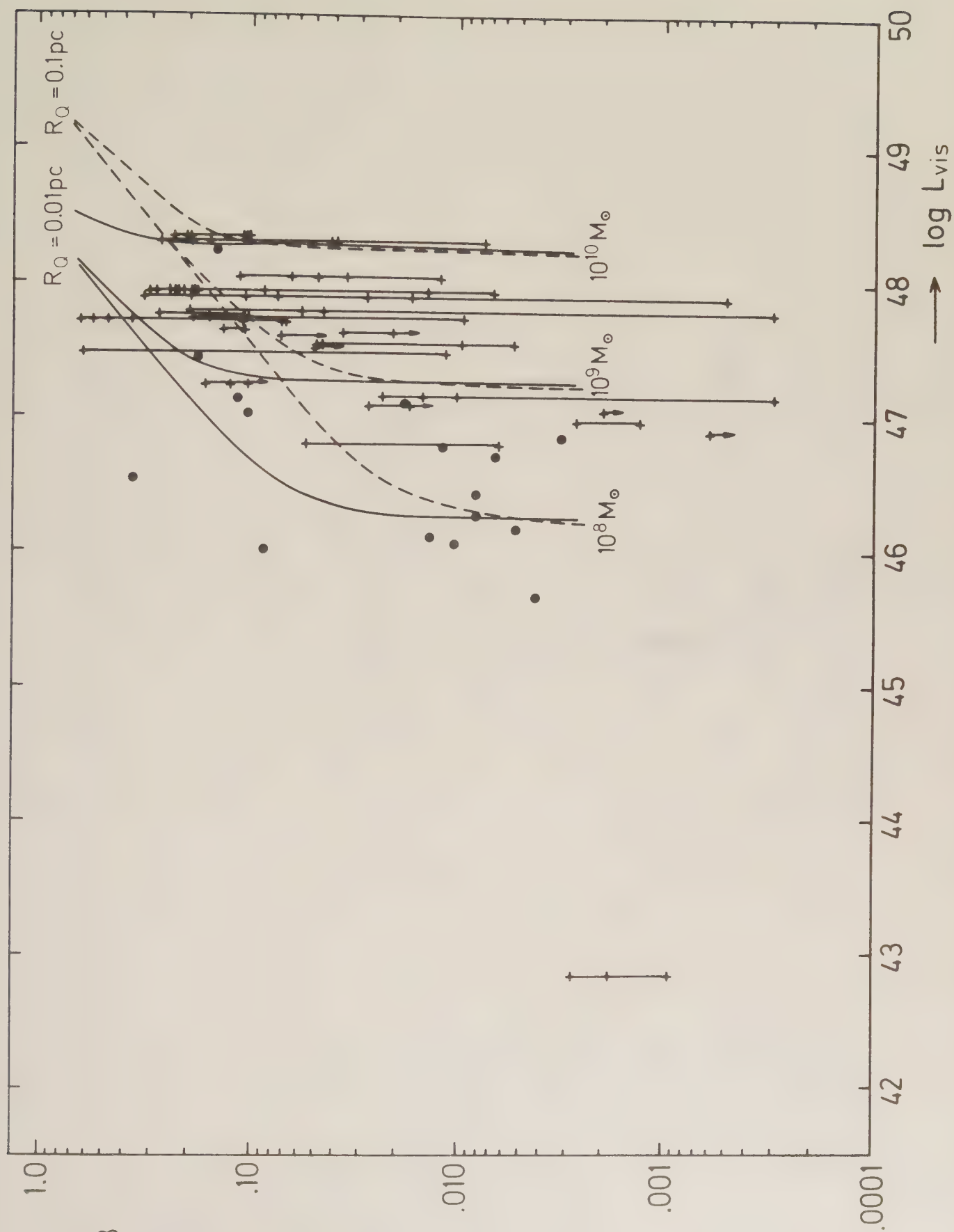


Abb. IX.1



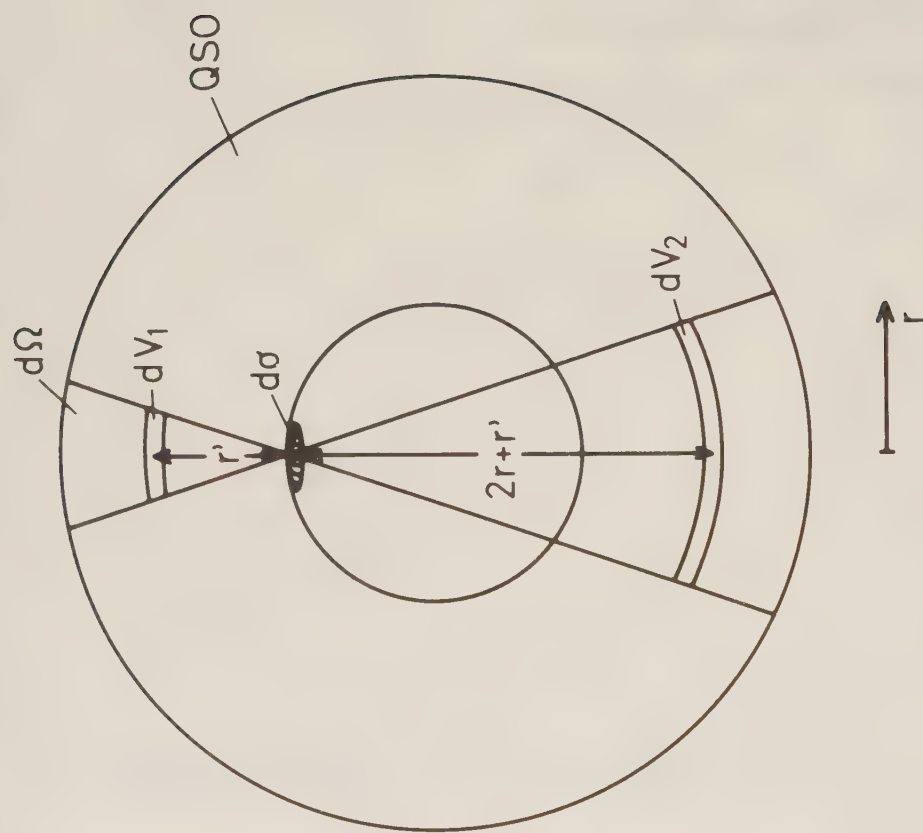


Abb. XI.1

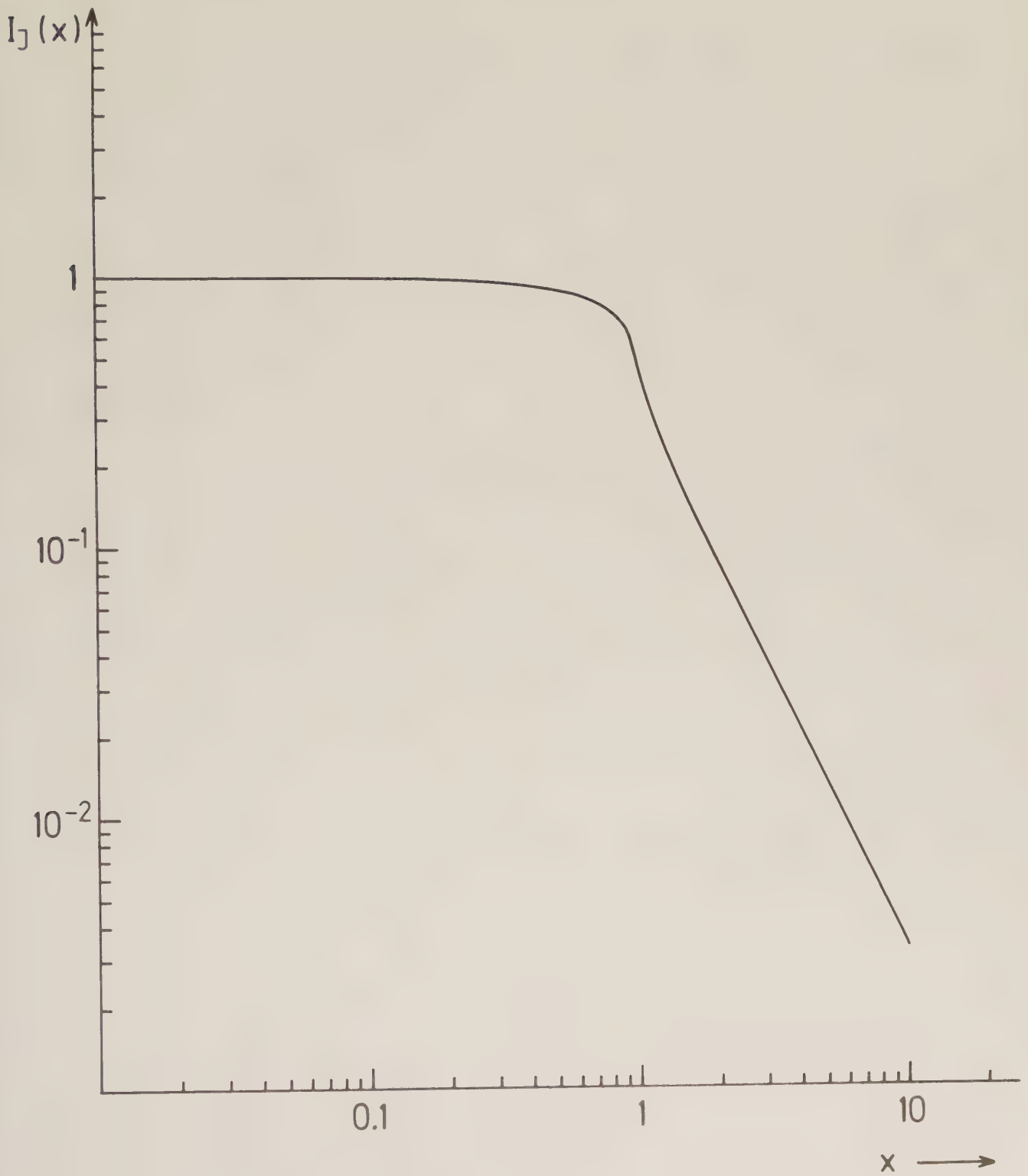


Abb. XI.2

Lebenslauf

Am 14. Juni 1951 wurde ich als Tochter des Journalisten und Schriftstellers Edgardo Beltrametti und seiner Ehefrau Rugiada, Oberstudienrätin, in Rom geboren. Kindergarten, Grundschule und Gymnasium besuchte ich an der neusprachlichen Deutschen Schule Rom. Nach dem deutschen Abitur im Mai 1970 erhielt ich im Juli desselben Jahres die italienische maturità an einer naturwissenschaftlichen italienischen deutschsprachigen Schule in Bressanone.

Von Oktober 1970 bis zum Erlangen des Diploms (Spezialfach Astrophysik) im April 1975 studierte ich als Stipendiatin des Deutschen Akademischen Austauschdienstes Physik an der Universität Göttingen. Im Anschluß daran fing ich im Mai 1975 die Doktorarbeit am Max-Planck-Institut für Astrophysik in München an.

Monica Beltrametti.

